LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM



ÉTUDE DU SPECTRE D'ABSORPTION DU BENZÈNE. I. COMPARAISON DES SPECTRES DU BENZÈNE A L'ÉTAT DE VAPEUR ET A L'ÉTAT LIQUIDE DANS UNE RÉGION SPECTRALE S'ÉTENDANT DE 3 A 15 μ

Par PIERRE BARCHEWITZ.

Laboratoire de physique du P. C. B. (Annexe du Laboratoire des recherches physiques à la Sorbonne).

Sommaire. — Dans cette première partie, on rappelle les modes de vibration de la molécule de benzène admettant la symétrie sénaire D_{6h}; on compare les spectres du benzène à l'état vapeur et à l'état liquide, ce qui permet de montrer que la symétrie se modifie, quand on passe d'un état à un autre. Les bandes observées entre 3 et 15 microns sont identifiées.

Cette étude a été faite au moyen de spectrographes enregistreurs à réseau et à prisme, décrits il y a quelques années. De plus dans la région spectrale s'étendant de 3 à 6 μ et de 6 à 15 μ, on a utilisé un spectrographe Beckman à prisme de fluorure de lithium et de sel gemme, dont le pouvoir de résolution est d'environ 3 cm⁻¹.

Nous nous référons à de nombreux travaux effectués par différents auteurs et nous renvoyons pour les références à l'article de Mme Dupaigne-Delay et Jean Lecomte [1] et à ceux très complets de Ingold, Poole, Wilson et leurs collaborateurs [2].

Structure du benzène. — Nous admettons que la molécule de benzène libre possède la symétrie sénaire D_{6h}, ce qui suppose une équivalence de toutes les liaisons entre les carbones, que la molécule est plane et que toutes les liaisons carbone-hydrogène sont radiales.

Cette formule de la molécule de benzène est maintenant admise et résulte en particulier de nombreux travaux de spectrographie infrarouge et Raman, de recherches dans d'autres domaines : diffusion des rayons X, moment électrique du benzène et des monodi- et trisubstitués, qui ont confirmé cette symétrie sénaire (*fig.* 1).

Le groupe de symétrie de la molécule au repos (hexagone régulier plan) admet les opérations suivantes :

1° Opération de symétrie dans le plan xy;

2° Opération de rotation de $\frac{\pi}{3}$ autour de oz;

3° Opération de symétrie par rapport au plan xz;

4° Opération de symétrie par rapport au plan yz;

5° Opération de symétrie par rapport au centre O.

Par suite de l'existence des opérations de symétrie précédentes, on peut définir des classes de mouvements pour les divers modes de vibration fondamentaux de la molécule.

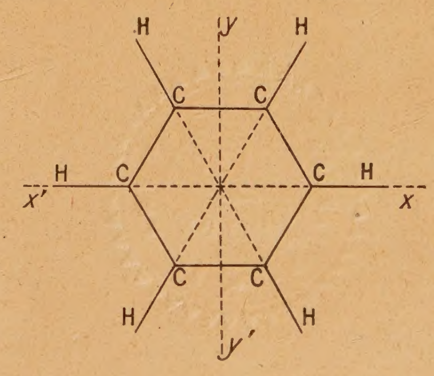


Fig. 1.

Dans une des classes considérées les mouvements peuvent être totalement symétriques, c'est-à-dire avoir la symétrie complète de la molécule au repos.

Pour des mouvements possédant des symétries

moins élevées, on pourra y distinguer des modes de vibration symétrique par rapport à un élément de symétrie considéré, si la molécule déformée se superpose à elle-même pour une opération correspondant à cet élément de symétrie, ou antisymétrique, si l'opération sur la molécule déformée produit une configuration moléculaire qu'aura la molécule une demi-période plus tard.

Nous utilisons les symboles classiques suivants définissant les classes de symétrie :

A définit une symétrie pour les opérations C_3^z et C_2^z.

B définit une symétrie pour l'opération C_3^z et une antisymétrie pour l'opération C_2^z.

E^+ indique une vibration dégénérée, symétrique pour l'opération C_2^z.

E^- indique une vibration dégénérée, antisymétrique pour l'opération C_2^z.

1 indice, indiquant une symétrie pour l'opération C_2^y.

2 indice, indiquant une antisymétrie pour l'opération C_2^y.

g indice, indiquant une symétrie par rapport au centre o.

u indice, indiquant une antisymétrie par rapport au centre O.

Modes de vibration. — La molécule de benzène constituée de 6 atomes de carbone et de 6 atomes d'hydrogène possède 30 modes de vibration fondamentaux, qui ne sont d'ailleurs pas tous distincts par suite de la symétrie élevée de la molécule.

En utilisant le procédé de Brewster, repris par Cabannes [3] on peut déterminer le nombre de vibrations distinctes, on montre en effet que la molécule possède 20 modes de vibration distincts, dont sept sont actifs dans le phénomène de diffusion Raman et quatre donnent des bandes d'absorption dans l'infrarouge, les neuf autres modes de vibration sont à la fois inactifs dans les deux phénomènes.

Les premières études complètes sur le benzène, n'avaient pas fait apparaître clairement la symétrie sénaire de la molécule.

Tous les auteurs sont aujourd'hui d'accord pour admettre la symétrie D_{6h}, il en résulte que les vibrations appartenant uniquement aux classes de symétrie A_{2u} et E_u^- sont actives dans l'infrarouge.

Les valeurs et les désignations de ces fréquences sont les suivantes :

Nombre d'ondes (cm⁻¹).	Notation de Wilson.	Classes de symétrie.
671	11	A_{2u}
1037	18 *ab*	E_u^-
1485	19 *ab*	E_u^-
3080	20 *ab*	E_u^-

Les vibrations appartenant aux classes de symétrie E_g^+, E_g^-, A_{1g}, sont actives dans le phénomène de diffusion, ce sont

606	6 *ab*	E_g^+
850	10 *ab*	E_g^-
992	1	A_{1g}
1176	9 *ab*	E_g^+
1584	8 *ab*	E_g^+
3047	7 *ab*	E_g^+
3063	2	A_{1g}

Activité des bandes de combinaison. — Les bandes d'absorption harmoniques ou les bandes de combinaison ne peuvent apparaître dans le spectre infrarouge que si elles appartiennent aux classes de symétrie A_{2u} et E_u^-. On est donc conduit à déterminer les combinaisons possibles entre les différentes fréquences qui conduisent aux symétries indiquées.

Les règles de sélection nous indiquent qu'il existe 12 combinaisons possibles de fréquences, qui peuvent donner lieu à des bandes infrarouges, ces combinaisons sont résumées dans le tableau suivant :

Tableau des combinaisons actives en infrarouge.

$$A_{2u} + A_{1g} \rightarrow A_{2u} \quad (1)$$
$$E_u^- + A_{1g} \rightarrow E_u^- \quad (2)$$
$$E_u^- + A_{2g} \rightarrow E_u^- \quad (3)$$
$$E_g^- + A_{2u} \rightarrow E_u^- \quad (4)$$
$$E_g^+ + B_{1u} \rightarrow E_u^- \quad (5)$$
$$E_u^+ + B_{2g} \rightarrow E_u^- \quad (6)$$
$$E_g^+ + B_{2u} \rightarrow E_u^- \quad (7)$$
$$E_u^+ + E_g^+ \rightarrow A_{2u} \quad (8)$$
$$E_u^- + E_g^+ \rightarrow E_u^- \quad (9)$$
$$E_g^- + E_u^+ \rightarrow E_u^- \quad (10)$$
$$E_u^- + E_g^+ \rightarrow A_{2u} \quad (11)$$
$$B_{2g} + B_{1u} \rightarrow A_{2u} \quad (12)$$

On remarquera que certaines de ces combinaisons font intervenir des vibrations appartenant aux classes de symétrie B_{1u},B_{2u},B_{2g} et E_u^+ qui sont inactives à la fois en diffusion et en absorption et dont les fréquences ne sont pas connues expérimentalement, mais déterminées par le calcul avec une précision qui est loin de valoir l'expérience, et c'est en particulier l'existence de bandes de combinaison qui va permettre la détermination de leurs fréquences avec la plus grande précision.

Spectre du benzène à l'état de vapeur entre 3 et 15 μ. — Le benzène utilisé nous a été fourni par la Société Francolor, c'était le seul échantillon qui ne présentait pratiquement pas une bande vers 800 cm⁻¹, qui s'observait avec une intensité plus ou moins grande pour tous les autres échantillons dont nous disposions.

Le benzène vapeur a été étudié sous une épaisseur de 25 cm environ entre 3 et 15 μ.

On observe des bandes aux longueurs d'onde

suivantes (*fig.* 2 et 3) :

3,430 μ	2915 cm^{-1}	m		(1)
3,510	2848	f		(2)
3,778	2650	f		(3)
4,522	2212	f		(4)
5,077	1970	TF	}	(5)
5,110	1957	TF		
5,520	1811	TF		(6)
6,060	1650	m		(7)
6,710	1490	F		(8)
7,022	1424		}	
7,138	1400	tf		(9)
7,253	1378			
8,07	1240	tf		(10)
9,489	1053		}	
9,620	1039	TF		(11)
9,748	1026			
12,77	783	f		(12)
14,90	671	TF		(13)

L'interprétation de ces différentes bandes est la suivante : Les bandes à 14,90 μ (671 cm^{-1}), à 9,620 μ (1039 cm^{-1}) (présentant trois composantes correspondant aux trois branches *P*, *Q*, *R*), la bande à 6,710 μ (1490 cm^{-1}) sont des bandes fondamentales, 11, 18 *ab* et 19 *ab*, d'après la notation de Wilson. La plupart des autres bandes ont déjà été interprétées par les auteurs mentionnés au début de cet article, le tableau ci-dessous rassemble les interprétations.

Le fait, qui a été signalé, est l'existence des deux bandes très intenses vers 1960 et 1810 cm^{-1}, qui ne peuvent être considérées que comme des bandes de combinaison, avec ceci de particulier que les fréquences qui interviennent : 970 cm^{-1} et 985 cm^{-1}, sont inactives à la fois dans les deux phénomènes, appartenant aux symétries E_u^+ et B_{2g}.

Spectre de benzène a l'état liquide entre 3 et 15 μ. — Le benzène a l'état liquide possède des bandes d'absorption très intenses sous une épaisseur de 4/100 mm. On retrouve les mêmes bandes que celles précédemment indiquées pour le benzène vapeur avec de légers déplacements et simplification de l'allure des bandes, par suite de la disparition de la structure fine, mais, de plus, on voit apparaître de nouvelles bandes dont les fréquences correspondent généralement à des fréquences actives dans le phénomène Raman, ce qui prouverait que la symétrie sénaire de la molécule de benzène à l'état liquide n'est plus exacte.

TABLEAU I. — *Fréquences du benzène vapeur entre* 3 *et* 15 μ.

Longueur d'onde (en μ).	Fréquence (en cm^{-1}).	Intensité.	Interprétation.	Symétrie des composantes.	Symétrie.
3,430	2915	m	?	-	-
3,510	2848	f	1485 + 2(698) = 2881	$E_u^- + 2(B_{2g})$	E_u^-
3,778	2650	f	1485 + 1176 = 2661	$E_u^- + E_g^+$	E_u^-
4,522	2212	f	1037 + 1176 = 2213	$E_u^- + E_g^+$	E_u^-
{ 5,077	1970 }	TF	970 + 985 = 1955	$E_u^+ + B_{2g}$	E_u^-
{ 5,110	1957 }				
5,520	1811	TF	850 + 970 = 1820	$E_g^- + E_u^+$	E_u^-
6,060	1650	m	605 + 1037 = 1642	$E_g^+ + E_u^-$	E_u^-
6,710	1490	F	Fondamentale	-	E_u^-
{ 7,022	1424 }				
{ 7,138	1400 }	tf	405 + 985 = 1390	$E_u^+ + B_{2g}$	E_u^-
{ 7,253	1378 }				
{ 7,435	1345 }				
8,07	1240	tf	405 + 850 = 1255	$E_u^+ + E_g^-$	E_u^-
{ 9,489	1053 }				
{ 9,620	1039 }	TF	Fondamentale	-	E_u^-
{ 9,748	1026 }				
12,770	783	f	?	-	-
14,90	671	TF	Fondamentale	-	A_{2u}

On observe des bandes aux longueurs d'onde suivantes :

3,440 μ	2907 cm^{-1}	tf	6,599 μ	1516 cm^{-1}	m
3,479	2874	tf	6,790	1473	TF
3,522	2841	tf	7,214	1386	m
3,735	2677	tf	7,623	1312	tf
3,822	2616	f	8,496	1177	m
4,525	2210	f	9,658	1035	TF
5,086	1966	TF	11,74	851	m
5,490	1821	TF	12,91	773	tf
6,116	1635	f	14,90	671	TF

La comparaison des résultats obtenus pour le

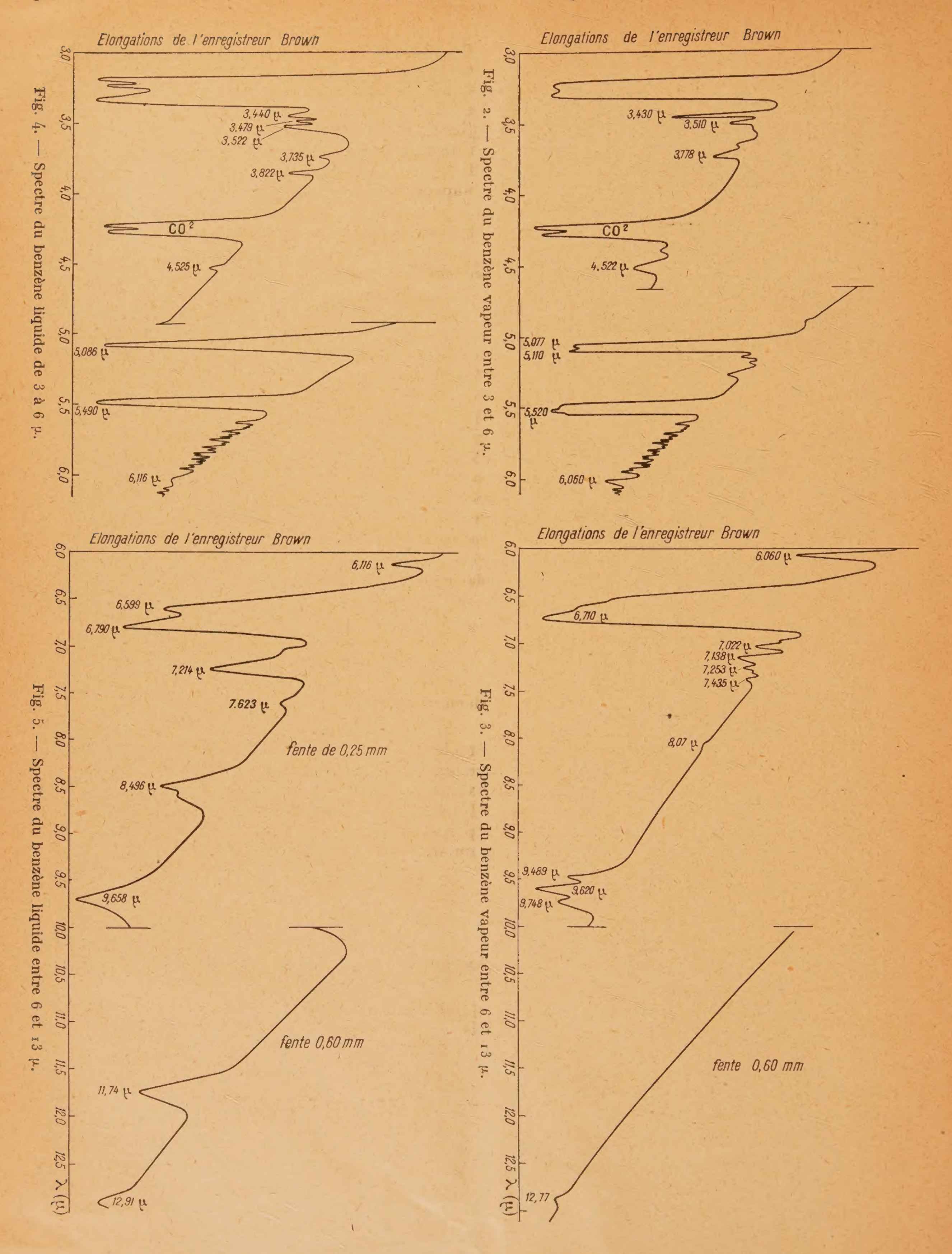


Fig. 2. — Spectre du benzène vapeur entre 3 et 6 µ.

Fig. 3. — Spectre du benzène vapeur entre 6 et 13 µ.

Fig. 4. — Spectre du benzène liquide de 3 à 6 µ.

Fig. 5. — Spectre du benzène liquide entre 6 et 13 µ.

benzène liquide et le benzène vapeur montre l'existence de bandes supplémentaires pour le liquide à :

11,74 μ	851 cm^{-1}	m	7,623 μ	1312 cm^{-1}	tf
8,496	1177	m	6,599	1516	m

et une modification assez grande du nombre et de la position des bandes dans la région de 3,5 μ.

Les fréquences 851 cm^{-1} et 1177 cm^{-1} sont observables dans le spectre Raman et correspondent à des fréquences fondamentales, la fréquence 1312 cm^{-1} correspond à une fréquence A_{2g} inactive dans les deux phénomènes. Ces résultats montrent donc qu'à l'état liquide, la molécule de benzène ne possède pas une symétrie D_{6h} parfaite, par suite des forces intermoléculaires, ce qui rend actives certaines fréquences non observables pour le benzène à l'état vapeur.

Le tableau suivant donne l'interprétation des bandes d'absorption observées entre 3 et 15 μ.

Tableau II. — *Fréquences du benzène liquide entre* 3 *et* 16 μ.

Longueur d'onde (en μ).	Fréquence (en cm^{-1}).	Intensité.	Interprétation.	Symétrie des composantes.	Symétrie.
3,440	2907	tf	?	-	-
3,479	2874	tf	1485 + 2(698) = 2881	$E_u^- + 2(B_{2g})$	E_u^-
3,522	2841	tf	1485 + 2(671) = 2827	$E_u^- + 2(A_{2u})$	E_u
3,735	2677	tf	1485 + 1176 = 2661	$E_u^- + E_g^+$	E_u
3,822	2616	f	1584 + 1037 = 2621	$E_g^+ + E_u^-$	E_u^-
4,525	2210	f	1037 + 1176 = 2213	$E_u^- + E_g^+$	E_u^-
5,086	1966	TF	985 + 970 = 1955	$B_{2g} + E_u^+$	E_u^-
5,490	1821	TF	850 + 970 = 1820	$E_g^- + E_u^+$	E_u^-
6,116	1635	m	605 + 1037 = 1642	$E_g^+ + E_u^-$	E_u^-
6,599	1516	m	671 + 850 = 1521	$A_{2u} + E_g^-$	E_u
6,790	1473	TF	Fondamentale (I. R.)	-	E_u^-
7,214	1386	m	405 + 985 = 1390	$E_u^+ + B_{2g}$	E_u^-
7,623	1312	tf	Fondamentale (inactive)	-	A_{2g}
8,496	1177	m	» (Raman)	-	E_g^+
9,658	1035	TF	» (I. R.)	-	E_u^-
10,1?	998?	tf	» (Raman)	-	A_{1g}
11,740	851	m	» (Raman)	-	E_g^-
12,91	773	tf	?	-	-
14,90	671	TF	Fondamentale (I. R.)	-	A_{2u}

Comme pour le benzène vapeur, deux bandes très intenses à 1821 et 1966 cm^{-1} ne peuvent s'interpréter que comme des bandes de combinaison, faisant intervenir une ou deux fréquences inactives dans les deux phénomènes (970 et 985 cm^{-1}).

Le spectre du benzène vapeur entre 3 et 15 μ s'interprète en admettant la symétrie D_{6h} de la molécule libre; sous l'action des forces intermoléculaires, la structure est légèrement changée, la symétrie sinaire n'est plus parfaite, et, à l'état liquide, de nouvelles bandes apparaissent, correspondant à des fréquences fondamentales Raman, ou inactives dans les deux phénomènes.

Manuscrit reçu le 17 septembre 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Mme Depaigne-Delay et J. Lecomte, *J. phys.*, 1946, **2**, p. 33.

[2] *J. Chem. Soc.*, 1946, p. 222-333.

[3] J. Cabannes, *Rev. Scient.*, 1942, **80**, p. 407.

ÉTUDE PHOTOMÉTRIQUE DE LA DIFFRACTION ÉLOIGNÉE. APPLICATION AUX DISPOSITIFS DE PHOTOMÉTRIE VISUELLE SANS ÉCRAN DIFFUSANT

Par JEAN TERRIEN et FRANÇOIS DESVIGNES.
Bureau international des Poids et Mesures et Institut d'Optique, Paris.

Sommaire. — On a mesuré le flux lumineux diffracté par l'arête de divers cubes de Lummer aux différents angles, pour un faisceau incident parallèle. On en a déduit par le calcul la répartition du flux diffracté lorsque le faisceau incident a une ouverture petite mais finie.

Les résultats obtenus montrent que, dans la plupart des cas, la ligne noire qui sépare les plages d'un photomètre sans écran diffusant cesse d'être visible lorsque la pupille d'entrée est suffisamment grande : son image sur la pupille de sortie doit mesurer au moins 15 mm dans la direction perpendiculaire à l'arête diffringente.

On possède peu de résultats quantitatifs sur l'importance des flux lumineux diffractés par une arête éclairée. Nous avons été amenés à mesurer le flux dispersé aux différents angles par l'arête de divers cubes de Lummer utilisés en photométrie pour la raison suivante.

En photométrie visuelle, l'observateur se trouve en présence de deux plages lumineuses dont il doit égaliser les brillances. La précision de cette égalisation est la meilleure lorsque les lignes de séparation disparaissent entièrement. Cette condition favorable se réalise facilement lorsque chaque plage est éclairée par une surface lumineuse étendue. Mais lorsque les sources de lumière éclairant les deux plages sont vues sous un petit angle, il arrive souvent que les lignes de séparation restent visibles sous forme de lignes noires. Ce phénomène gênant en photométrie, signalé et étudié en 1899 par Martens (1) qui l'a observé dans son spectrophotomètre à biprisme, a reçu tout d'abord une explication erronée. Brodhum et Schönrock, ont montré quelques années plus tard (2) que la diffraction éloignée à l'arête du biprisme était la cause de la persistance d'une ligne noire entre les deux plages, et que le même phénomène se présente avec l'analyseur de Lippich à la limite du petit nicol, et avec le cube de Lummer. Résumons leur exposé en l'adaptant au cube de Lummer, sur lequel portera l'étude que nous exposerons par la suite.

Soient deux fentes lumineuses verticales F_1 et F_2, au foyer des objectifs O_1 et O_2, éclairant un cube de Lummer C argenté sur la moitié de son plan diagonal (*fig.* 1); la limite de l'argenture est également verticale. Un objectif O_3 donne sur la fente F_3 les images superposées de F_1 et F_2. L'œil placé au-delà observe le cube et nous supposons égales les brillances des deux plages.

Dans ces conditions, on peut être certain que les plages ne fusionneront pas, et que la limite de l'argenture sera marquée par une ligne noire. En effet, au voisinage de cette limite, une partie de la lumière est diffractée et cesse de se diriger vers la fente F_3. Cette lumière diffractée ne pénètre plus dans l'œil, et la région d'où elle provient paraît plus sombre.

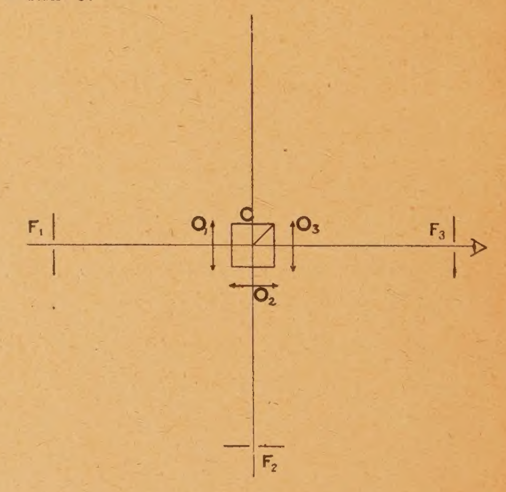


Fig. 1. — Schéma de principe d'un photomètre sans écran diffusant. F_1 et F_2 : fentes verticales sources de lumière; O_1 et O_2 : objectifs dont les foyers sont en F_1 et F_2; O_3 objectif d'observation dont le foyer est en F_3; F_3 : fente à travers laquelle on observe le cube de Lummer C.

Si l'on place l'œil en dehors de F_3, les plages deviennent sombres, mais leur limite apparaît sous forme d'une ligne brillante, l'œil ne reçoit alors que la lumière diffractée.

Remplaçons maintenant les fentes sources F_1 et F_2 par des surfaces étendues dont les images débordent très largement la fente F_3. D'autres

(1) F. F. MARTENS, *Verhandl d. Deutsch. physikal. Gesellsch.*, 1899, 1, p. 279.

(2) EUGEN BRODHUM et OTTO SCHÖNROCK, *Z. f. Instrum.* 1904, 24, p. 70.

rayons de lumière qui, d'après l'optique géométrique, ne devraient pas atteindre l'œil, se trouvent diffractés à leur tour et peuvent ainsi l'atteindre, remplaçant ceux qui étaient tombés en dehors. Et les deux plages se rejoignent sans ligne de séparation visible.

La diffraction ayant pour effet d'étaler la lumière horizontalement, c'est-à-dire dans une direction perpendiculaire à la limite diffringente de l'argenture, c'est horizontalement qu'il importe d'élargir les sources de lumière. Aussi doit-on toujours, lorsqu'elles ont nécessairement la forme de fentes, les orienter, non comme nous l'avons indiqué précédemment, mais à angle droit, leur longueur étant perpendiculaire à la limite du cube. C'est ce que l'on réalise dans les spectrophotomètres, où la lumière traverse toujours les fentes du système de purification spectrale. Mais on doit de plus donner à ces fentes une longueur suffisante pour que leur image soit nettement plus grande que F_3.

Dans un spectrophotomètre visuel étudié et construit à l'Institut d'Optique, sous le nom de « Séparateur Photométrique », comme dans bien d'autres appareils, la hauteur des fentes ne peut être accrue sans inconvénient, et nous risquions, faute de données quantitatives sur la répartition de la lumière diffractée, de ne pas obtenir une fusion parfaite des plages, malgré l'orientation favorable des fentes et du cube. Une première étude a été menée, suivie de la construction du séparateur photométrique; par la suite, elle a été complétée avec des cubes de nature et de qualités diverses, et confirmée par des expériences photométriques directes. Ce sont ces recherches, leurs résultats et leurs conséquences que nous allons exposer.

Expression photométrique de la diffraction éloignée. — Nous avons mesuré, en lumière blanche, le flux lumineux diffracté aux différents angles, dans les conditions suivantes. Soit une arête verticale recevant l'éclairement E_0 en lumière parallèle, fourni par un collimateur. Si l'on observe l'éclairement à l'infini, au moyen d'une lunette, on constate que la diffraction disperse la lumière dans un plan horizontal seulement. Les rayons non diffractés donnent un point très éclairé au foyer, encadré symétriquement de deux traînées d'intensité rapidement décroissante mais visibles encore au delà de 0,2 radian.

Si l'on appelle α l'angle de diffraction, le flux diffracté par une arête rectiligne dans l'intervalle angulaire $d\alpha$ est égal au flux qui serait reçu par une bande d'une certaine largeur $de = \frac{de}{d\alpha} d\alpha$ placée contre l'arête. L'étude photométrique de la diffraction éloignée consiste à déterminer cette fonction $e(\alpha)$.

Le flux diffracté par une arête de hauteur k est donc :

$$d\Phi = E_0 k \frac{de}{d\alpha} d\alpha.$$

Détermination expérimentale de $e(\alpha)$. — L'arête diffringente C étant éclairée en lumière parallèle par la fente F et l'objectif O, l'objectif O′ donne de F dans son plan focal une image géométrique F′, bordée de part et d'autre par la lumière diffractée (*fig.* 2).

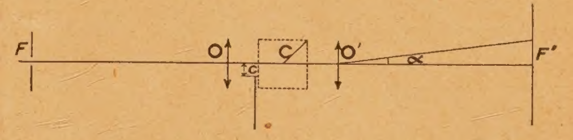


Fig. 2. — Schéma du montage pour l'étude photométrique de la diffraction par l'arête C du cube. F est la source de lumière; F' son image géométrique; α un angle de diffraction; c la largeur du faisceau dans sa partie parallèle à la traversée du cube. Un photomètre non figuré permet la mesure des éclairements sur le plan F'.

On mesure dans ce plan focal ces éclairements que nous allons d'abord calculer en fonction des dimensions géométriques du montage et de l'expression cherchée $e(\alpha)$ qui caractérise la répartition de la lumière diffractée.

Précisons d'abord que le faisceau, entre O et O′, est limité par un diaphragme rectangulaire de hauteur k, de largeur c, d'aire kc, dont l'un des côtés est l'arête diffringente de hauteur k (Nous verrons plus loin comment on élimine la lumière diffractée par les autres bords de ce diaphragme). Si l'éclairement sur le plan de l'arête est E_0, le flux total traversant le diaphragme est

$$\Phi_0 = kcE_0.$$

Appelons b et h la largeur et la hauteur de la fente F. L'éclairement E_g de l'image géométrique, de hauteur h' et de largeur très petite b', est :

$$E_g = \frac{\Phi_0}{b'h'} = \frac{kcE_0}{b'h'}.$$

Le flux qui lui parvient est en réalité Φ_0 diminué du flux diffracté, que l'on peut négliger ici.

Le flux diffracté entre les angles α et $\alpha + d\alpha$ est reçu par un rectangle dont les côtés sont h et $f' d\alpha$ (f' est la longueur focale de O′); l'éclairement sur ce rectangle est donc :

$$E_d = \frac{E_0 k \frac{de}{d\alpha}}{h'f'}.$$

La mesure fournit à chaque angle α le rapport

$$\frac{E_d}{E_g} = \frac{b'}{f'} \frac{1}{c} \frac{de}{d\alpha}.$$

Comme :

$$\frac{b}{f} = \frac{b'}{f'}, \qquad \frac{E_d}{E_g} = \frac{b}{f} \frac{1}{c} \frac{de}{d\alpha}.$$

Ce résultat s'interprète aisément : si l'on augmente l'angle $\frac{b}{f}$ sous lequel la fente est vue depuis l'arête,

on augmente l'éclairement de l'arête et la lumière diffractée, sans modifier l'éclairement de l'image géométrique dont l'aire seule change; d'autre part, si l'on élargit la dimension c du diaphragme placé près de l'arête, on ne change rien à l'éclairement de l'arête ni au flux diffracté, mais le flux lumineux qui éclaire l'image géométrique croît proportionnellement à c.

La mesure géométrique de b, f, c, n'offre pas de difficulté.

La mesure photométrique de $\frac{E_d}{E_g}$ est plus délicate.

Nous avons opéré visuellement avec un brillancemètre de la Société Jobin et Yvon [3]. Nous avons réglé cet appareil de façon à former une image du plan focal F' sur le cube de Lummer, et une image de l'arête sur l'œilleton. Sur la rétine de l'œil se trouvent donc projetées côte à côte l'image d'une région du plan focal F' et la plage de comparaison du brillancemètre. L'éclairement rétinien sur l'image du plan F' est proportionnel à l'éclairement sur ce plan, à la condition que tout le flux qui contribue à cet éclairement pénètre dans l'œil, sans diaphragmation par la pupille de l'œil.

Pour l'observation de la lumière diffractée, nous avons placé dans l'œilleton une petite pupille artificielle rectangulaire (*fig.* 3) qui laissait passer la

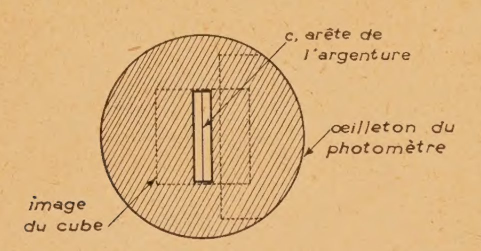


Fig. 3. — Vue de l'œilleton du photomètre. Le diaphragme d'ouverture rectangulaire ne laisse passer que la lumière diffractée par l'arête du cube.

lumière diffractée par l'arête C, dont une image nette apparaissait dans l'ouverture, et arrêtait toute lumière diffractée par les autres bords des diaphragmes placés entre O et O'. Ainsi l'on mesurait l'éclairement diffracté provenant de l'arête C seulement. Pour l'observation de l'image géométrique de la fente, on laissait passer dans cette pupille artificielle toute l'image du diaphragme placé entre O et O'. De la sorte, tous les flux lumineux que nous avons considérés dans le calcul des éclairements du plan focal F' entraient librement dans l'œil, et ceux qui provenaient de causes parasites, comme la diffraction sur des objets autres que l'arête étudiée, étaient arrêtés.

[3] Une grande partie des mesures et des calculs a été effectuée avec beaucoup d'habileté par M. Leclerc, au Bureau International des Poids et Mesures : nous sommes heureux de le remercier de sa précieuse collaboration.

D'autre part, la plage de comparaison du brillancemètre lui-même était observée toujours à travers cette même pupille artificielle, et les rapports de deux éclairements rétiniens étaient donc bien égaux aux rapports des lectures sur l'appareil.

Ajoutons enfin que l'image géométrique directe F' était masquée par un fil métallique lorsqu'on mesurait l'éclairement produit par la diffraction, afin que soit évités les risques d'erreurs provenant de la diffusion de cette lumière intense dans le photomètre.

Répartition de la lumière diffractée. — Les observations faites sur l'arête d'un cube de Lummer argenté de bonne qualité, sont reproduites sur la figure 4. Les éclairements diffractés sont portés en ordonnée sur une échelle logarithmique, l'éclairement dans l'image géométrique étant prise pour unité. En abscisses, on a porté les angles α en radian pour la courbe de gauche, et leur logarithme décimal pour la courbe de droite. Dans cette expérience, la largeur c du faisceau au niveau de l'arête était 1,4 mm, la largeur b de la fente F était 0,29 mm et la longueur f du collimateur 550 mm.

Les résultats obtenus s'expriment par la formule empirique simple :

$$\log_{10}\frac{E_d}{E_g} = -2\log_{10}\alpha - 7{,}307$$

ou

$$\frac{E_d}{E_g} = \frac{1}{20\,300\,000\,\alpha^2}.$$

La fonction $e(\alpha)$ s'en déduit :

$$\frac{\mathrm{d}e}{\mathrm{d}\alpha} = \frac{cf}{b}\frac{E_d}{E_g},$$

$$\frac{\mathrm{d}e}{\mathrm{d}\alpha} = \frac{1}{7650\,\alpha^2}\ \text{mm rad}^{-1}.$$

Flux diffracté à l'extérieur de l'angle $-\alpha_1$, $+\alpha_1$. — Ce flux est égal à celui que reçoit un fil de largeur e_1 donnée par :

$$e_1 = 2\int_{\alpha_1}^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{7650\,\alpha^2}\,\mathrm{d}\alpha = 2\left[-\frac{1}{7650\,\alpha}\right]_{\alpha_1}^{\frac{\pi}{2}}.$$

Nos observations ne concernent que les angles α assez petits; l'intégrale ci-dessus ne peut être appliquée que si α_1 est assez petit pour que $\frac{2}{\pi}$ soit négligeable devant $\frac{1}{\alpha}$, par exemple dix fois plus petit. Donc, à la condition que $\alpha_1 < \frac{\pi}{20}$,

$$e_1 = \frac{2}{7650\,\alpha_1} = \frac{0{,}000\,262}{\alpha_1}\ \text{mm}.$$

Exemple :

$$\alpha_1 = \frac{2{,}5\ \text{mm}}{100\ \text{mm}} = \frac{1}{40}, \qquad e_1 = 0{,}01\ \text{mm}.$$

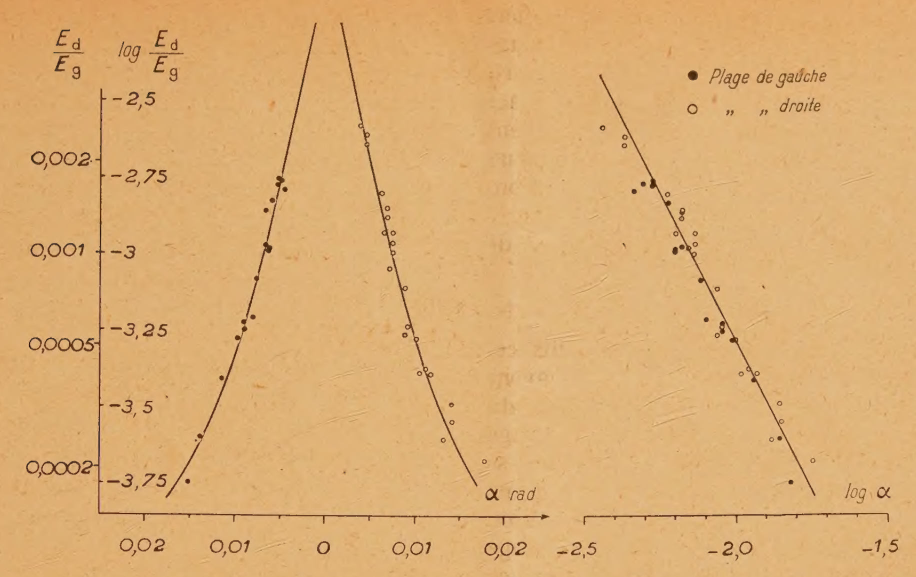


Fig. 4. — Répartition angulaire de la lumière diffractée par l'arête d'un cube de Lummer; α angle de diffraction en radians; E_d éclairement du plan F' de la figure 2 par la lumière diffractée; E_g éclairement de l'image géométrique F' de la fente F.

Cas d'un cube éclairé par des fentes très fines. — Les deux plages contiguës sont bordées chacune d'une ligne noire de largeur e_1, donnant l'apparence d'une ligne de largeur $2e_1$.

L'angle ε, sous lequel on voit la ligne noire de largeur $2e_1$, est

$$\varepsilon_1 = 2\frac{e_1}{f'},$$

f' étant la focale de la loupe d'observation, pour un œil accomodant à l'infini.

Si la pupille placée devant l'œil est une fente de largeur P,

$$\alpha_1 = \frac{P}{2f'}.$$

Donc

$$\varepsilon_1 = \frac{4e_1\alpha_1}{P} = \frac{0{,}001\,048}{P}\ \text{rad.}$$

Si l'on exprime ε_1 (P en mm) en secondes d'arc :

$$\varepsilon_1 = \frac{216}{P_{(\text{mm})}}\ \text{secondes sexagésimales.} \qquad (1)$$

Exemple : $P = 5$ mm

$$\varepsilon = 0{,}0002\ \text{rad} = 43''.$$

Diffraction d'un faisceau de petite ouverture. — Nous avons supposé jusqu'ici que l'arête recevait un faisceau parallèle, c'est-à-dire que b', largeur de l'image F' des fentes éclairantes, était négligeable devant la largeur P de la pupille de sortie du système. Un tel système serait peu lumineux, et l'on donne à b' une largeur finie. Le faisceau qui éclaire l'arête possède alors une ouverture $2\beta_1 = \frac{b'}{f'}$. Calculons la répartition de la lumière diffractée dans le cas d'une arête éclairée par un faisceau d'ouverture $2\beta_1$ donnant sur l'arête un éclairement 1.

Un faisceau de très faible ouverture $d\beta$ donnerait sur le cube un éclairement $\frac{d\beta}{2\beta_1}$. Si sa direction fait l'angle β avec l'axe, le flux diffracté dans la direction α est caractérisé par :

$$de = \frac{d\beta}{2\beta_1}\,\frac{d\alpha}{7650(\alpha-\beta)^2}.$$

Pour le faisceau entier, le flux diffracté dans la direction α est :

$$de = \frac{d\alpha}{2\beta_1\times 7650}\int_{-\beta_1}^{+\beta_1}\frac{d\beta}{(\alpha-\beta)^2} = \frac{d\alpha}{7650}\,\frac{1}{\alpha^2-\beta_1^2}.$$

Calculons comme précédemment le flux diffracté à l'extérieur de l'angle $-\alpha_1, +\alpha_1$ $(\alpha_1 > \beta_1)$

$$e = 2\int_{\alpha_1}^{\frac{\pi}{2}}\frac{1}{7650}\,\frac{1}{\alpha^2-\beta_1^2}\,d\alpha = -\frac{2}{7650}\left[\frac{1}{2\beta_1}L\frac{\alpha+\beta_1}{\alpha-\beta_1}\right]_{\alpha_1}^{\frac{\pi}{2}}.$$

Si α_1 est petit devant $\frac{\pi}{2}$

$$e = \frac{1}{7650\beta_1}L\frac{\alpha_1+\beta_1}{\alpha_1-\beta_1}.$$

Cette expression peut être mise sous une forme plus voisine de celle de l'expression (1), si l'on pose :

$$m = \frac{\beta_1}{\alpha_1}.$$

On trouve alors, pour la largeur apparente du trait noir visible sur l'arête d'un cube de Lummer :

$$\varepsilon'' = \frac{216''}{P_{(\text{mm})}} \left[\frac{1}{2m} \operatorname{Log}_e \frac{1+m}{1-m} \right]. \qquad (2)$$

La partie entre crochets tend vers l'unité lorsque m tend vers zéro, et varie en fonction de m comme l'indique la courbe de la figure 5. On voit que

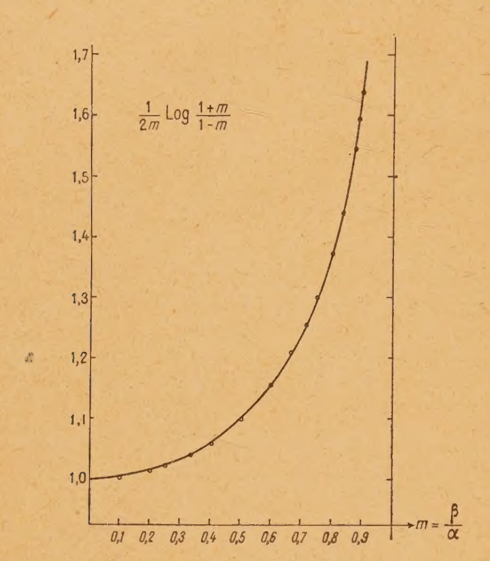


Fig. 5. — Variation de la fonction $\frac{1}{2m} \operatorname{Log} \frac{1+m}{1-m}$, pour $m = \frac{\beta}{\alpha}$ compris entre 0 et 1 ; β angle sous lequel on voit la fente F d'entrée ; α angle sous lequel on voit la pupille de sortie placée en F', à partir de l'objectif O ou O'.

l'expression simple (1) reste valable à 10 % près, tant que β_1 reste plus petit que 0,5 α_1.

Suppression de la ligne noire provenant de la diffraction éloignée. — Pour que la ligne noire qui borde l'arête d'un cube de Lummer ne soit plus visible, il faut réduire l'angle ε sous lequel est vue sa largeur à une valeur inférieure au pouvoir de perception de l'œil dans ces conditions. Les formules (1) et (2) montrent que la seule façon d'y parvenir est d'augmenter la largeur de la pupille de sortie P. Cette pupille recueille ainsi une fraction de plus en plus grande de la lumière diffractée.

Il est remarquable que la longueur focale de l'objectif placé entre le cube et l'œil soit indifférente.

Mais dès que P devient plus grand que le diamètre de la pupille de l'œil, c'est cette dernière qui joue le rôle de pupille de sortie pour le système optique, et il est impossible de l'augmenter. Il est pourtant possible d'obtenir un résultat équivalent à une telle dilatation en permutant le rôle de la pupille d'entrée et celui de la pupille de sortie, et c'est ainsi qu'il faudra opérer dans presque tous les cas. La pupille de sortie restant de largeur fixe et vue sous l'angle $2\beta_1$ on augmentera la largeur P de la pupille d'entrée, vue sous l'angle $2\alpha_1$ supérieur à $2\beta_1$.

Au lieu d'agrandir la pupille de sortie pour recueillir la lumière diffractée, on agrandit donc la pupille d'entrée ; les parties marginales de cette dernière n'enverraient pas de lumière dans l'œil en l'absence de diffraction, mais la partie diffractée de la lumière qu'elles envoient équivaut exactement à celle qu'on aurait recueilli en élargissant d'une quantité égale la pupille de sortie d'un montage où ces pupilles seraient interverties.

Pouvoir de perception de l'œil pour une ligne noire sur fond lumineux. — Le pouvoir de perception de l'œil dans ces conditions a été déterminé par plusieurs auteurs, en particulier par Hecht et Minz ([4]). Il varie avec la brillance du fond ; les résultats de ces deux auteurs sont reproduits en partie sur la figure 6. Dans la région de brillance

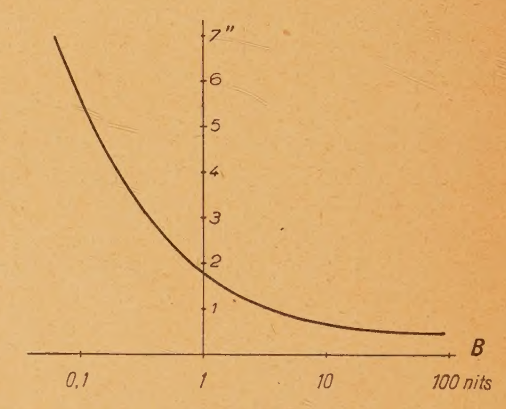


Fig. 6. — Pouvoir de détection de l'œil, en secondes d'arc, pour un fil noir sur fond de brillance B en nits (1 nit = 10^{-4} stilb), d'après S. Hecht et E.U. Mintz. Dans un photomètre, nous admettrons que ce pouvoir de détection est moins bon, de l'ordre de 15''.

utilisée en photométrie, c'est-à-dire entre 1 et 100 nits (1 nit = 10^{-4} stilb), ce pouvoir séparateur reste compris entre 0'',5 et 2''.

D'après Ch. Fabry, Ch. Lapicque et Y. Le Grand, il ne serait guère possible de distinguer une ligne noire vue sous un angle inférieur à 2''.

En photométrie, on se trouve dans des conditions beaucoup moins favorables, pour plusieurs raisons : la vision est monoculaire ; la pupille de l'œil est rarement utilisée sur toute sa surface, et l'on sait que, poussant cette limitation à l'extrême, Y. Le Grand a trouvé que certains trajets en lumière dirigée sont bons, d'autres mauvais ; enfin, le fond brillant n'est pas d'une uniformité ni d'une pureté parfaites, à cause des défauts des surfaces optiques du photomètre. Il faut donc s'attendre à

([4]) S. Hecht et E. U. Mintz, *J. of Gen. Physiol.*, 1939, **22**, p. 593-612.

un pouvoir de perception moins aigu dans un photomètre que sur un fond tel qu'un ciel lumineux vu à l'œil nu.

D'après nos quelques expériences, dans le domaine des brillances comprises entre 1 et 100 nits, la ligne noire apparaissait sur le cube de Lummer lorsque sa largeur calculée était de l'ordre de 15″ à 50″.

Si nous nous bornons au cas de la validité de la formule (1), il en résulte, en choisissant l'exigence la plus sévère, que pour réduire à 15″ la largeur de la ligne noire, la pupille d'entrée doit avoir une largeur supérieure à

$$P_0 = \frac{216}{15} = 14{,}4 \text{ mm}.$$

Conclusion. — Plusieurs facteurs, dont nous n'avons pas parlé, seraient encore à étudier. Par exemple, lorsque la lumière est monochromatique, la diffraction dépend de la longueur d'onde, et surtout, la faculté de détection d'un fil noir par l'œil devient différente, en particulier dans le bleu et le violet aux brillances assez faibles, même si l'on corrige l'aberration chromatique de l'œil. L'influence d'une pupille artificielle placée devant l'œil n'est certainement pas négligeable. Ou encore, la nature de l'arête peut jouer un rôle, bien que nous ayons obtenu des résultats anlogues avec des cubes de construction très différente.

Ces réserves étant faites, la conclusion pratique de cette étude est que, dans un photomètre visuel sans écran diffusant, ou dans un polarimètre, ou dans tout appareil comportant deux plages contiguës obtenues par un système optique analogue à celui de la figure 1, la ligne de séparation qui existe entre ces plages par suite de la diffraction peut être rendue invisible dans la plupart des cas si l'on se conforme à la prescription très simple suivante : *la pupille d'entrée doit avoir une largeur, mesurée dans la direction perpendiculaire à la ligne de séparation, supérieure à 15 mm*, si son image est projetée en vraie grandeur sur la pupille de sortie; sinon, c'est cette image qui doit mesurer au moins 15 mm.

Manuscrit reçu le 9 septembre 1948.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. SÉRIE VIII, TOME X, JANVIER 1949.

SUR LA DISPARITION DE L'IMAGE LATENTE DANS LA PHOTOGRAPHIE DES TRAJECTOIRES DES PARTICULES α

Par M. René COPPENS.

Professeur de Sciences Physiques, Lycée de Vannes (Morbihan).

Sommaire. — L'image latente des trajectoires des particules chargées disparaît en un temps variable avec les conditions d'expérience. Le nombre des trajectoires ayant une durée t obéit à la *loi de Gauss* (maximum pour une durée probable T et module ρ). Chaque type de plaque est caractérisé par le rapport $R = \frac{T}{\rho}$ et les conditions de conservation par la durée probable T. Influence de la température, de l'humidité (et par conséquent du climat).

L'étude de l'émission des particules α par la méthode photographique montre que l'image latente des trajectoires des particules disparaît en un temps qui varie, dans de larges limites, avec la méthode de conservation.

Pour nous rendre compte de la vitesse de cet effacement nous avons évalué la diminution du nombre des trajectoires visibles en fonction du temps qui s'écoule entre l'impression et le développement.

Méthode. — Des plaques sensibles (Ilford) ont été exposées au rayonnement d'une matière radioactive (pechblende pulvérisée ou dépôt électrolytique de polonium). L'une d'elles est développée immédiatement, les autres, conservées dans des conditions définies, ne le sont qu'après une attente variable. Les développements se font dans des conditions identiques.

En observant les plaques avec un microscope de faible grossissement (200 à 300) on compte le nombre de trajectoires par champ; 100 examens (parfois 200, 300 ou même 500) permettent d'établir, pour chaque

plaque la moyenne des trajectoires visibles inscrites sur une surface donnée.

Résultats. — 1° On constate que le nombre des trajectoires visibles reste pratiquement constant pendant un certain temps variable avec la méthode de conservation puis décroît plus rapidement pour tendre ensuite lentement vers zéro.

En portant en ordonnée le pourcentage du nombre des trajectoires visibles et en abscisse le temps qui sépare l'exposition du développement on peut construire les courbes I. Ces courbes donnent le pourcentage des trajectoires d'une durée supérieure à t.

2° En partant de ces courbes, il est possible de déterminer les courbes II qui donnent le nombre des trajectoires d'une durée comprise entre $t - \Delta t$ et $t + \Delta t$.

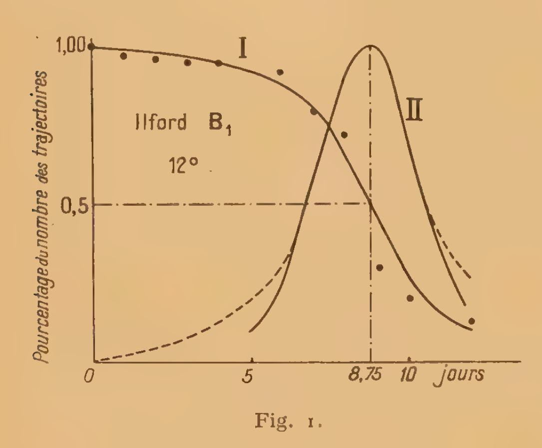


Fig. 1.

Ces courbes sont du *type de Gauss*. Elles présentent un maximum marqué pour un temps T qui est la durée la plus probable d'une trajectoire. Pour un temps t, l'écart par rapport à T est $(t - T)$ et les

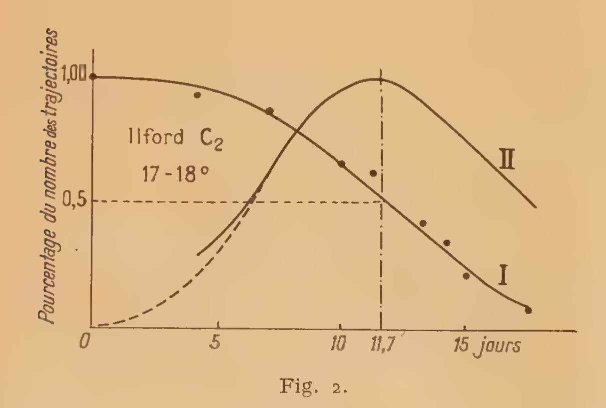


Fig. 2.

courbes précédentes sont assez bien représentées par une équation de la forme

$$n = K e^{-\frac{(t-T)^2}{\rho^2}}.$$

Sauf pour des écarts trop grands. K et ρ sont des constantes. K représente par exemple le nombre de trajectoires qui disparaît pendant l'unité de temps au voisinage de la durée probable. K peut se mettre sous la forme $K = \frac{k}{\rho\sqrt{\pi}}$.

Sur les figures les courbes en pointillé représentent les courbes de probabilité qui s'écartent des courbes expérimentales.

La courbe de Gauss étant entièrement définie lorsqu'on connaît sa moyenne T et son écart quadratique moyen (qui dépend de ρ) les deux nombres T et ρ suffisent pour construire les courbes II et I. Ils dépendent de la nature des plaques, du moyen de conservation et permettent de caractériser une expérience.

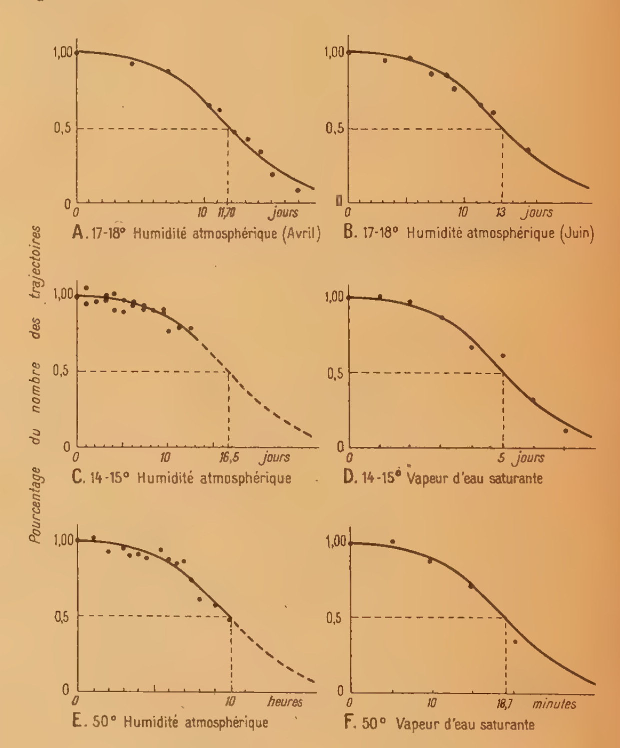


Fig. 3. — Plaques Ilford C_2. Pression normale.

Plusieurs expériences ont été faites. Les résultats sont indiqués sur les graphiques et résumés dans le tableau suivant.

3° *Le rapport* $\frac{T}{\rho}$ *est constant* pour un type de plaque donné. Pour les plaques Ilford C_2, $R = \frac{T}{\rho} \simeq \frac{3}{5}$. La plaque peut donc être caractérisée par le rapport $R = \frac{T}{\rho}$ et les conditions d'expériences par la durée probable T. Ces deux nombres suffisent pour déterminer les courbes II donnant le nombre de trajectoires ayant une durée comprise entre $t - \Delta t$ et $t + \Delta t$ et par suite les courbes I donnant le

Nature des plaques.	Méthode de conservation.					Durée probable T.	Module ρ.	$\frac{T}{\rho}$.	
Ilford B_1...	Pression normale,	12°	humidité atmosphérique			8,75 j	2,3	3,8	*Figure* 1
Ilford C_2...	»	17-18°	»		(avril)	11,70 j	7	1,68	» 2 / » 3 A
»	»	17-18°	»		(juin)	13 j	8	1,62	» 3 B
»	»	14-15°	»		(extrapolation)	16,5 j	10	1,65	» 3 C
»	»	14-15°	vapeur d'eau saturante			5 j	3	1,66	» 3 D
»	»	50°	»			18,7 mn	12	1,56	» 3 E
»	»	50°	humidité atmosphérique			10 h	6	1,66	» 3 F

nombre des trajectoires d'une durée supérieure à t.

Remarquons encore que le produit KT est constant (K est le nombre des trajectoires qui disparaissent pendant l'unité de temps au voisinage de la durée probable).

$KT = 100$. Or nous avons posé $K = \frac{k}{\rho\sqrt{\pi}}$, donc pour les plaques Ilford C_2

$$\frac{kT}{\rho\sqrt{\pi}} = 100, \qquad k = 100\,\frac{\rho}{T}\sqrt{\pi} = 60\sqrt{\pi},$$

d'où l'équation générale des courbes II des plaques C_2.

$$n = \frac{60}{\rho}\,e^{-\frac{(t-T)^2}{\rho^2}}.$$

Il résulte de tout ce qui précède qu'il devient très facile d'obtenir une courbe donnant le pourcentage des trajectoires d'une durée supérieure à t. En effet toutes les courbes obtenues avec une même espèce de plaques peuvent se déduire les unes des autres. Ayant tracé une courbe, de durée probable T, on obtient celle de durée probable T' en multipliant les abscisses de la première par le rapport $\frac{T'}{T}$, les ordonnées restant fixes. La première peut être obtenue rapidement par exemple en faisant l'étude d'une série de plaques maintenue à température élevée en atmosphère humide.

Il semble encore plus facile de construire une courbe-type et de graduer ensuite les abscisses en fonction de la durée probable.

Influence de la température. — La durée probable diminue lorsque la température s'élève. Par exemple pour les plaques Ilford C_2 la durée probable qui est voisine de 16 jours à 14-15°, tombe à 12 ou 13 jours vers 18° pour ne pas dépasser 10 h vers 50°.

Des travaux antérieurs [1], [2], [3] avaient déjà mis ce fait en évidence.

Influence de l'humidité. — Celle-ci semble considérable. Elle est mise en évidence par la comparaison des courbes C et D (à 14-15°) et des courbes E et F (à 50°).

Dans le premier cas la durée probable qui est de l'ordre de 16,5 jours (par extrapolation) en atmosphère normale n'est plus que de 5 jours en atmosphère avec vapeur d'eau saturante.

A 50° la durée probable est réduite de 10 h (atmosphère normale) à 18,7 mn en atmosphère humide.

Le climat peut donc avoir une grande influence. Les deux courbes A et B correspondant à la même température (17-18°) mais tracées l'une en avril (A), l'autre en juin (B) montrent une légère différence de la durée probable. Celle-ci pourrait s'expliquer par l'état hygrométrique de l'air différent suivant la saison.

Ce travail a été effectué sous la direction de Mme Joliot-Curie dont les conseils m'ont été très précieux et que je me permets de remercier respectueusement.

Manuscrit reçu le 20 octobre 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] YAGODA, *American mineralogist*, 1946, **31**, p. 81-124.
[2] LAPALME et DEMERS, *Phys. Rev.* U.S.A., 1946, **72**, n° 6, p. 356.
[3] Mme FARAGGI et Mlle ALBOUY (Institut du Radium), *C. R. Acad. Sci.*, mars 1948, **226**, n° 9, p. 717.

FORMULES D'INTERPOLATION POUR DÉTERMINER LES VALEURS NUMÉRIQUES DE QUELQUES CONSTANTES ATOMIQUES

Par H. TELLEZ-PLASENCIA.
Chargé de Recherches au C. N. R. S.
(Laboratoire Central des Services Chimiques de l'État).

Sommaire. — La théorie des mesures des rayons X, établie par l'auteur en vue d'interpréter les lectures des instruments généralement utilisés, fait intervenir quelques constantes atomiques : amplitude des discontinuités d'absorption, longueurs d'onde caractéristiques, rendement en fluorescence, fonctions, toutes, du nombre atomique.

Pour suppléer à l'absence ou à la dispersion des données expérimentales, et pour obtenir des valeurs probables de ces constantes, des formules d'interpolation sont généralement nécessaires. Quelques formules inédites de ce type font l'objet du présent travail.

Dans un travail précédent [1] nous avons proposé quelques formules permettant d'établir un rapport entre l'énergie (ou le nombre de quanta) d'un rayonnement de Rœntgen monochromatique, incidant sur un instrument de mesure (émulsion photographique, chambre d'ionisation, compteur), et les lectures de cet instrument. C'est précisément ce rapport qui doit permettre le passage des unités arbitraires, déterminées par le choix de l'instrument, aux unités absolues d'énergie.

Les formules en question font intervenir un certain nombre de constantes atomiques : coefficients d'absorption, discontinuités d'absorption, rendement en rayonnement de fluorescence, longueurs d'onde moyennes d'absorption et d'émission. Or, ces grandeurs n'ont fait l'objet de mesures expérimentales que pour un certain nombre de corps; et même pour ceux-ci les données des différents chercheurs accusent une dispersion assez grande. Il était intéressant de trouver des formules permettant d'obtenir à la fois, des moyennes acceptables des mesures expérimentales connues, et des valeurs interpolées pour les corps qui n'ont pas fait l'objet de mesures directes. Tel est l'objet de ce travail, dans lequel nous nous bornerons à étudier les grandeurs qui sont uniquement fonction du nombre atomique des corps absorbants, et qui ne dépendent pas de la longueur d'onde incidente. Nous laisserons pour un travail ultérieur celles qui dépendent à la fois des deux variables.

I. — Discontinuités d'absorption δ.

On entend pour discontinuité d'absorption, en général, le rapport δ des coefficients d'absorption mesurés des deux côtés d'une discontinuité totale ou partielle. Nous avons montré, dans notre article déjà cité, que ce rapport est égal à celui du nombre de photoélectrons de premier ordre émis par tous les niveaux électroniques, y compris celui qui apparaît au niveau de la discontinuité, au même nombre, déduction faite de ce dernier niveau. Nous avons montré également que la grandeur Q, complémentaire de l'inverse de δ, exprime le nombre relatif des photoélectrons émis par le seul niveau critique.

Une formule d'interpolation pour toutes les discontinuités d'absorption, découle d'une loi exprimée d'abord par Richtmyer [2] et confirmée et développée ensuite par Jonnson [3]; l'amplitude d'un saut d'absorption est égale au rapport des énergies des deux niveaux entre lesquels se fait le saut. Par exemple, pour le niveau K on aura

$$\delta_K = \frac{h\nu_K}{h\nu_{L_1}} = \frac{\lambda_{L_1}}{\lambda_K}. \tag{1}$$

(Les fréquences et les longueurs d'onde sont celles des discontinuités respectives.)

Les mesures expérimentales faites par un certain nombre d'auteurs, montrent que cette loi n'est qu'approximative : les discordances — généralement par excès — avec l'expérience sont d'autant plus grandes que les niveaux intéressés ont une plus grande énergie (niveaux internes, corps moyens et lourds). Ainsi, on a été amené à chercher des formules d'interpolation plus précises.

1. **Discontinuité** K, δ_K. — Rindfleisch [4] a montré que, sur des coordonnées logarithmiques, les valeurs de δ_K s'alignent, en fonction du nombre atomique Z, suivant une droite qui, d'après les données de l'auteur, obéit à la formule

$$\log_{10}\delta_K = 1{,}805283 - 0{,}6207\log_{10} Z. \tag{2}$$

Laubert [5], un peu plus tard, a proposé une formule analogue, en prenant comme variable la

longueur d'onde de la discontinuité K (en Angströms)

$$\log_{10} \delta_K = 0,857652 + 0,2843 \log_{10} \lambda_K. \quad (3)$$

La comparaison des deux formules ci-dessus montre, comme l'a souligné Rindfleisch, que λ_K n'obéit pas exactement à la loi de Moseley. (Nous reviendrons plus loin sur cette question).

Nous-même, après avoir constaté que la grandeur Q_K est, presque exactement, une fonction linéaire du nombre atomique, avons établi la formule suivante :

$$Q_K = 1 - \frac{1}{\delta_K} = 0,948833 - 0,002482\, Z. \quad (4)$$

La figure 1 montre les résultats des formules (1)

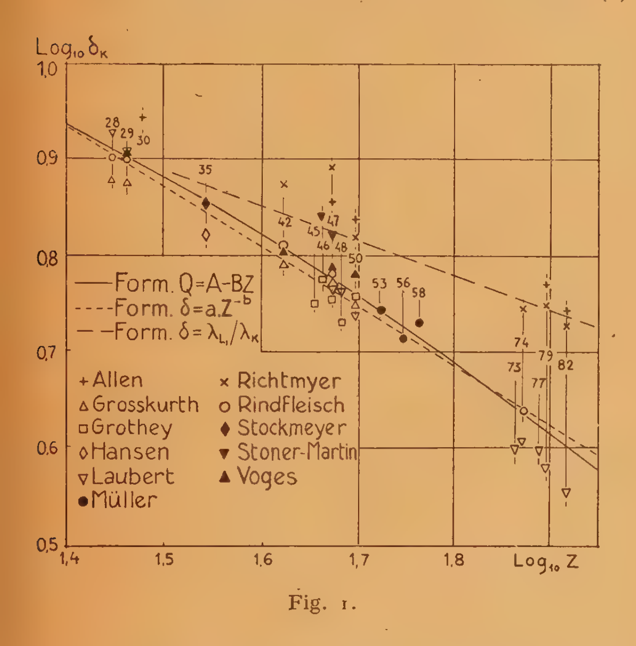


Fig. 1.

à (4) comparées aux résultats expérimentaux de différents auteurs [2] et [4] à [15]. On doit remarquer la grande dispersion de ces derniers due, outre les différences de technique, à la façon imparfaite dont on a tenu compte, dans les travaux les plus anciens, du taux de diffusion. On constatera aussi que notre formule (4) donne la meilleure coïncidence avec les moyennes des valeurs expérimentales les plus récentes et sûres.

2. Discontinuités L, δ_L. — Dans ce cas, la présence des trois sauts partiels L_I, L_{II} et L_{III} complique le problème. La discontinuité totale δ_L est égale au produit des trois discontinuités partielles

$$\delta_L = \delta_{L_I} \times \delta_{L_{II}} \times \delta_{L_{III}}.$$

Il va de soi que c'est δ_L qui nous intéresse, car elle exprime le nombre relatif de photoélectrons émis par l'ensemble du niveau.

Mais les discontinuités δ_{L_I} et $\delta_{L_{II}}$ ont des valeurs constantes, indépendantes du nombre atomique, ainsi que l'ont établi expérimentalement Küstner [16], Biermann [17] et Schulz [18]; sont rares, parmi les auteurs récents, ceux qui, comme Wolf [19] admettent une variation de ces deux discontinuités avec Z. La première hypothèse, établie théoriquement par Küstner et Arends [20], s'appuie sur la constance des énergies relatives des sous-niveaux $L_I - L_{II}$, mise en évidence par Van Dycke et Lindsay [21].

Dans ces conditions, en nous basant sur les valeurs admises pour δ_{L_I} et $\delta_{L_{II}}$ par Küstner et ses collaborateurs, et sur les mesures directes de δ_L d'un certain nombre d'auteurs, nous avons calculé les formules d'interpolation suivantes, de forme analogue aux formules (2, 4) pour la discontinuité K :

$$\left.\begin{aligned} \log_{10} \delta_{L_I} &= 0,06220;\\ \log_{10} \delta_{L_{II}} &= 0,13767;\\ \log_{10} \delta_{L_{III}} &= 1,58230 - 0,6332 \log_{10} Z;\\ \log_{10} \delta_L &= 1,78217 - 0,6332 \log_{10} Z; \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

et

$$\left.\begin{aligned} Q_{L_I} &= 0,132;\\ Q_{L_{II}} &= 0,271;\\ Q_{L_{III}} &= 0,8946 - 0,004002\, Z;\\ Q_L &= 0,9331 - 0,002511\, Z; \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

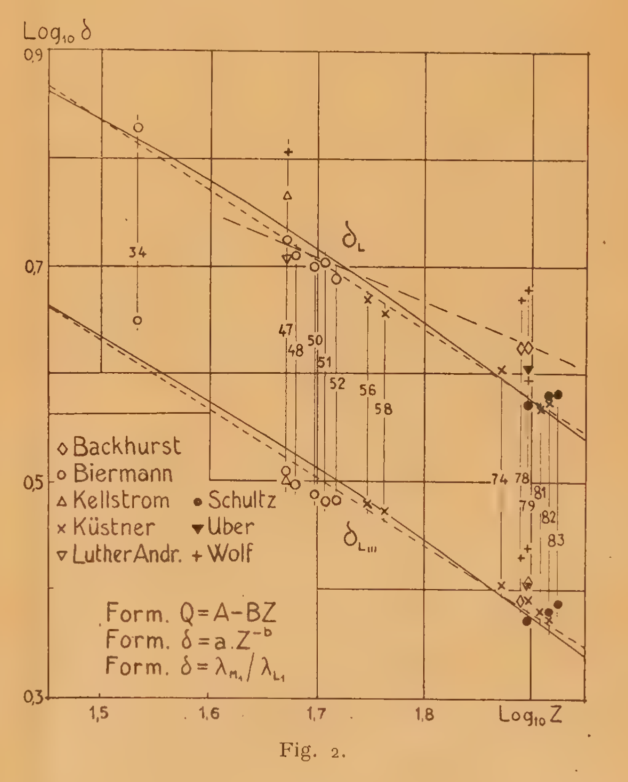


Fig. 2.

Les résultats de ces deux groupes de formules rendent bien compte de l'ensemble des données expérimentales; la figure 2 montre ces résultats, comparés aux mesures expérimentales de plusieurs auteurs [16, 17, 18, 19, 22, 23, 24]. On voit que les

écarts par rapport à ces mesures ne sont pas supérieurs à ceux qui existent d'un auteur à un autre; quant au « poids » de ces mesures, nous renvoyons à la remarque faite pour la discontinuité K.

II. — Rendement en fluorescence, U_S.

Un atome excité, après absorption d'un photon de rayons X, peut revenir à son état d'équilibre en émettant soit un photon de fluorescence, soit un deuxième électron (effet Auger). Les probabilités respectives U_S et U_E, sont évidemment complémentaires. Les deux processus sont indépendants de la longueur d'onde du photon absorbé, puisqu'ils sont postérieurs à son absorption; mais leur énergie dépend étroitement des liaisons des électrons dans l'atome, donc, du nombre atomique.

La probabilité U_S d'émission d'un photon de fluorescence est d'autant plus grande que l'énergie du niveau intéressé l'est aussi : c'est-à-dire, que U_S prédomine pour les niveaux K et, en moindre échelle, L des corps moyens et lourds.

1. Rendement en fluorescence du niveau K, U_{SK}. — Les mesures expérimentales de U_{SK} donnent généralement des valeurs croissantes avec Z, qui forment une courbe en S; seuls Balderston [25] et Berkey [26, 27] ont trouvé que U_{SK} passe par un maximum pour $Z \sim 42$ et diminue pour les corps plus lourds. Le fait que ces deux auteurs ont utilisé la même technique (rayonnement primaire mesuré à travers le corps irradié); que Compton [28] l'employant lui-même, n'a rien trouvé de semblable; qu'aucun autre auteur n'a confirmé cette vue et que la théorie n'aboutit à aucune courbe de cette forme, nous fait considérer plus fondé le point de vue le plus général.

Une théorie quantitative de U_{SK} a été établie par Wentzel [29] qui, au moyen d'un développement de mécanique ondulatoire, aboutit à la formule

$$U_{SK} = \frac{Z^4}{a + Z^4} \tag{7}$$

avec $a = 10^6$. Haas [30], sur des bases empiriques, a remanié cette formule, en prenant comme variable $Z - 1$ et en faisant $a = 0{,}8.10^6$. Burhop [31] et Massey et Burhop [32] ont établi des formules analogues qui aboutissent à l'équation non relativiste pour U_{EK} (après correction d'une erreur, relevée par Stephenson [33])

$$U_{EK} = \frac{1}{1 + bZ^4} \tag{8}$$

avec $b = 1{,}127.10^{-6}$. En rappelant que

$$U_{SK} = 1 - U_{EK},$$

on obtient une formule identique à (7) avec

$$a = \frac{1}{b} = 0{,}878.10^6.$$

Enfin, Arends [34] trouve empiriquement une formule peu différente des précédentes

$$U_{SK} = C\frac{Z^4}{a + Z^4}, \tag{9}$$

avec $C = 0{,}957$ et $a = 0{,}984.10^6$. C'est cette formule qui rend le mieux compte des faits, et que nous avons adoptée. La figure 3 montre les résultats de

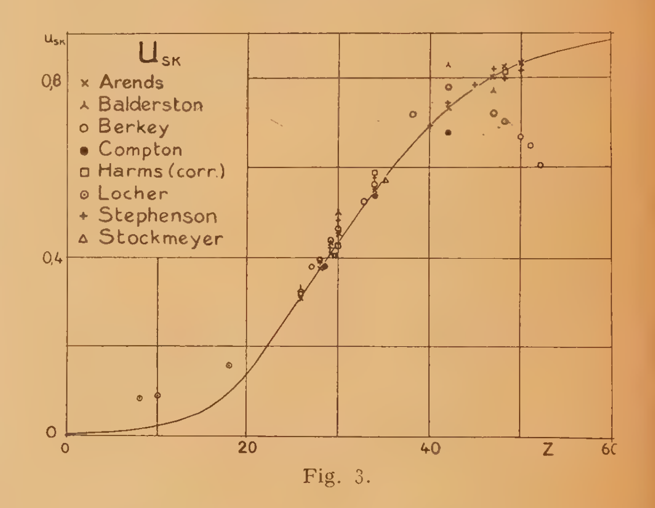


Fig. 3.

cette formule comparés avec ceux des mesures de quelques auteurs [9 et 25 à 40].

2. Rendement en fluorescence du niveau L, U_{SL}. — Le rendement en fluorescence du niveau L, U_{SL}, a fait l'objet de mesures systématiques de Lay [39] et de Küstner et Arends [20], à part des mesures pour des corps isolés faites par d'autres auteurs, dont nous citerons plus loin les résultats. Du point de vue théorique, Schwarz [41] a proposé pour U_{SL}, la formule

$$U_{SL} = \frac{\nu_L^2}{a + \nu_L^2}, \tag{9}$$

dans laquelle ν_L^2 est le carré du nombre d'ondes moyen de la discontinuité L [qui, en vertu de la loi de Moseley, pourrait être remplacé par $(Z-1)^4$], et a une constante qui, d'après les données numériques de l'auteur, aurait la valeur $a = 7{,}126.10^{15}$.

Mais si cette formule rend bien compte des résultats expérimentaux de son auteur et de ceux de Hevesy et Alexander [42], elle se trouve en franche discordance avec ceux des autres auteurs [20, 39, 43, 44], qui, par contre, s'accordent assez bien entre eux.

Or, Lay [39] a fait observer que si l'on choisit comme échelle d'abscisses celle des longueurs d'onde caractéristiques d'absorption K ou L (en Angströms) et si l'on

inscrit U_{SK} et U_{SL} en fonction des λ_K et des λ_L respectives, les valeurs de U_{SL} sont constamment égales à 0,667 des valeurs de U_{SK} pour les corps dont la λ_L est égale à la λ_K des corps du deuxième groupe : autrement dit, un corps dont le niveau L a une énergie égale à celle du niveau K d'un deuxième corps, émettra un rayonnement de fluorescence L égal à $\frac{2}{3}$ du rayonnement K de ce deuxième corps. Tel est (à peu près) le cas pour U (92) et Y (39); Pb (82) et Se (34); Hf (72) et Cu (29); Sm (62) et Mn (25); Sb (51) et Ca (20), etc.

D'après ces données de Lay nous avons déduit le rapport entre les nombres atomiques de ces paires de corps. En les désignant par Z_K et par Z_L, respectivement, nous obtenons

$$Z_K = (Z_L - 10)\,0,477.$$

Bien entendu, ce rapport ne peut être qu'approximatif, puisque d'abord Z doit être un nombre entier et qu'ensuite la coïncidence entre deux paires de valeurs, $\lambda_K - \lambda_L$ et $U_{SK} - U_{SL}$, à la constante 0,667 près, est plutôt rare. Cependant ces résultats nous permettent d'établir une formule analogue à celle d'Arends [9]

$$U_{SL} = C\,\frac{(Z-10)^4}{a+(Z-10)^4} \qquad (10)$$

avec $C = 0,4863$ et $a = 9,2326 \cdot 10^6$.

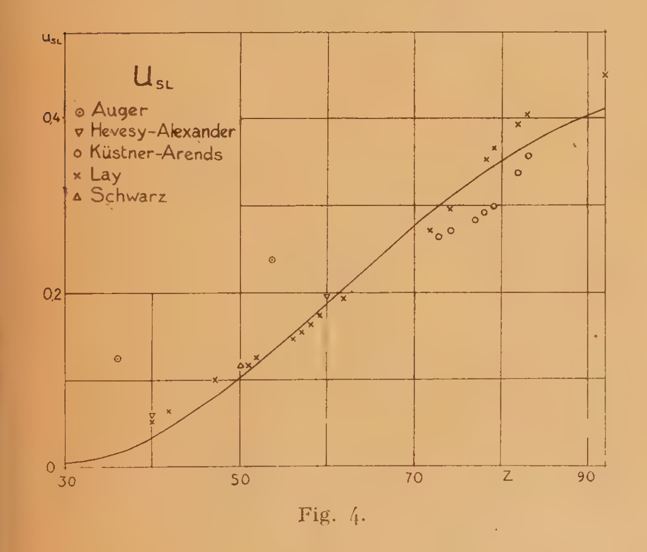


Fig. 4.

Cette formule rend compte de l'ensemble des observations bien mieux que la formule (9) de Schwarz; les écarts par rapport aux valeurs expérimentales sont moindres que celles de ces mêmes valeurs entre elles (*fig.* 4).

Le choix de $Z - 10$ comme variable n'est pas dû au hasard; c'est en effet pour $Z = 10$ que le niveau M apparaît et que L cesse d'être le niveau de valence chimique : les droites de Moseley subissent une inflexion à ce point. Le retour au repos d'un atome excité à son niveau L, par émission d'un quantum de fluorescence, a peu de chances de se produire au-dessous de $Z = 10$.

III. — Longueurs d'onde d'absorption et d'émission.

1. **Discontinuité d'absorption** K, λ_K. — Les formules (3) et (4) fournissent les éléments nécessaires pour calculer la longueur d'onde de la discontinuité K, λ_K

$$\log_{10}\lambda_K = 3,333208 - 2,1833\,\log_{10} Z. \qquad (11)$$

Cette formule, analogue à celle proposée par Rindfleisch [4], reproduit la légère courbure pes droites de Moseley, que la formule de cet auteur $\frac{\nu}{R} \sim (Z-1)^2$ ne traduit pas. Les résultats de la formule (11) se rapprochent de ceux que Lindh a réunis (*Handb. der Exp. Phys.*, Bd. 24, II).

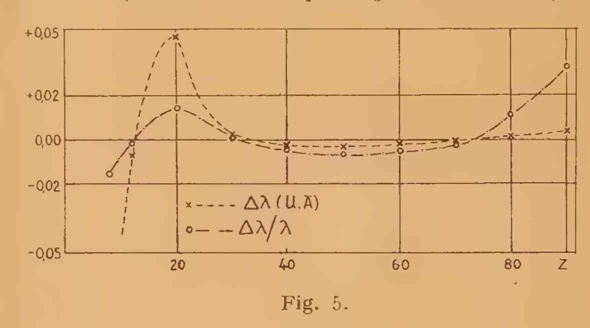


Fig. 5.

Comparés aux valeurs réunies par Y. Cauchois et H. Hulubei dans leurs « tables de constantes sélectionnées » l'écart moyen, entre $Z = 25$ et $Z = 80$ est de l'ordre de 0,2 pour 100; l'écart maximum, pour $Z = 20$ est de 1,5 pour 100 environ. La figure 5 montre les écarts absolus et relatifs de la formule (11) par rapport à l'expérience.

2. **Longueur d'onde moyenne de la discontinuité** L, λ_L. — Le calcul de la longueur d'onde moyenne d'une discontinuité d'absorption complexe (L, M, ...) doit aboutir à une moyenne réelle de l'énergie du saut, et non pas à une simple moyenne arithmétique des longueurs d'onde. Nous l'obtenons comme suit : le nombre relatif des photo-électrons primaires arrachés à chacun des niveaux partiels qui forment la discontinuité, est donné par la grandeur Q, complémentaire de l'inverse de l'amplitude du saut partiel correspondant. Par exemple pour le sous-niveau L_{II} on aura

$$Q_{L_{II}} = 1 - \frac{1}{\delta_{L_{II}}} = \frac{n_{L_{II}}}{n_{L_{II}} + n_{L_{III}} + n_{M_1} + \dots} \qquad (12)$$

n désignant le nombre de photoélectrons de chaque sorte. Ainsi, en tenant compte du travail d'arrachement de ces électrons, on aura, comme expression de l'énergie absorbée pour l'émission de tous les photoélectrons du niveau L

$$E_L = E_{L_I} + E_{L_{II}} + E_{_{III}} = \frac{hc}{\lambda_{L_I}} Q_{L_I} + \frac{hc}{\lambda_{L_{II}}} Q_{L_{II}} + \frac{hc}{\lambda_{L_{III}}} Q_{L_{III}}. \quad (13)$$

L'énergie moyenne des électrons L sera le quotient de leurs énergies par leur nombre

$$E_L = \frac{hc}{\lambda_L} = \frac{hc\left(\frac{Q_{L_I}}{\lambda_{L_I}} + \frac{Q_{L_{II}}}{\lambda_{L_{II}}} + \frac{Q_{L_{III}}}{\lambda_{L_{III}}}\right)}{Q_{L_I} + Q_{L_{II}} + Q_{L_{III}}}. \quad (14)$$

D'où l'on déduit enfin λ_L, la longueur d'onde moyenne cherchée. La même règle s'applique aux autres niveaux M, N, etc.

3. **Spectres d'émission.** — La détermination de la longueur d'onde moyenne du spectre d'émission K — le seul qui nous intéresse — présuppose la connaissance des intensités relatives des raies qui le composent. Ensuite, on détermine la valeur moyenne, non pas des longueurs d'onde,m ais des fonctions de la longueur d'onde (par exemple, coefficients d'absorption) dont nous aurons à faire usage, au moyen de la règle de Glocker

$$f(\lambda)_{\text{moy}} = \frac{\Sigma I_i f(\lambda_i)}{\Sigma I_i}. \quad (15)$$

I_i et λi étant l'intensité et la longueur d'onde de la raie i.

La plus grande fraction de l'énergie du spectre K est transportée par les doublets $\alpha_1 \alpha_2$ et $\beta_1 \beta_2$. Certains auteurs ajoutent à l'intensité de la raie α_2 celle d'une autre plus faible, α_3, négligeable en principe, mais dont la présence modifie le rapport théorique des intensités du doublet α. Ce rapport a été fixé par presque tous les auteurs à la valeur $\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = 0{,}5$, en accord avec la règle d'Ornstein-Burger-Dorgelo [45], d'après laquelle les intensités des raies d'un doublet sont proportionnelles aux valeurs $2j + 1$ des deux niveaux non communs; dans le cas actuel j a les valeurs $\frac{1}{2}$ et $\frac{3}{2}$, respectivement. Par contre, les rapports $\frac{\beta_1}{\alpha_1}$, $\frac{\beta_2}{\alpha_1}$ et $\frac{\beta_2}{\beta_1}$ varient avec le nombre atomique Z.

Les valeurs relatives des intensités des raies isolées ont été étudiées expérimentalement par Meyer [46], par Duane et Stenström [47], par Williams [48]; le rapport des deux doublets, $\alpha_1 + \alpha_2$ et $\beta_1 + \beta_2$ par Grothey [12] et par Voth [49]; ce dernier auteur a repris, pour les corps lourds, les mesures du premier pour les corps moyens et légers; il obtient pour ce rapport, la formule générale suivante :

$$\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\beta_1 + \beta_2} = 1{,}859\, e^{+12{,}785\, Z^{-0{,}891}}. \quad (16)$$

Mais malheureusement on ne peut pas en déduire les intensités des différentes raies. Pour celles-ci, en nous basant sur les mesures de Williams, les plus récentes et précises, nous avons déduit les formules d'interpolation suivantes :

$$\left.\begin{aligned} \frac{\beta_1}{\alpha_1} &= 0{,}1605 + 0{,}03074(Z - 27)^{0{,}49745}, \\ \frac{\beta_2}{\alpha_1} &= 0{,}00858(Z - 29)^{0{,}6955}. \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

La raie β_1 passe par un minimum pour $Z = 27$ (Co) pour Williams et pour $Z = 28$ (Ni) pour Meyer, dont les résultats sont plus douteux. β_2 passe par zéro pour $Z = 30$. Nous n'avons pas étudié les intensités au-dessous de ces limites, manque de données précises.

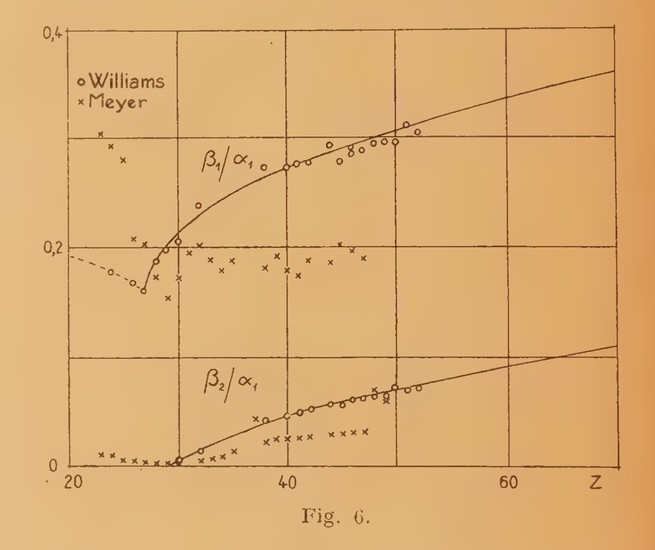


Fig. 6.

On peut comparer les formules (16) et (17) au moyen de la relation

$$\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\beta_1 + \beta_2} = \frac{\dfrac{(\alpha_1 + \alpha_2)}{\alpha_1}}{\dfrac{(\beta_1 + \beta_2)}{\alpha_1}}.$$

La comparaison montre une différence de pente entre les données de Grothey-Voth et celles de Williams, plus accentuée pour les corps lourds; la différence procède du fait que les premiers font entrer dans le doublet α la raie α_3 dont l'intensité peut varier en fonction du nombre atomique. Pour cette raison, on peut adopter les valeurs de Williams sur lesquelles nous avons établi les formules (17). La figure 6 montre leur allure en fonction de Z, à côté des données expérimentales des auteurs cités.

Manuscrit reçu le 5 octobre 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] H. Tellez-Plasencia, *J. Phys. Radium*, 1948, **9**, p. 230.
[2] F. K. Richtmyer, *Phys. Rev.*, 1926, **27**, p. 1; 1927, **30**, p. 755.
[3] E. Jonnson, *Thèse*, Upsala, 1928.
[4] H. Rindfleisch, *Ann. der Phys.*, 1937, **28**, p. 409.
[5] S. Laubert, *Ann. der Phys.*, 1941, **40**, p. 553.
[6] K. Grosskurth, *Ann. der Phys.*, 1934, **20**, p. 197.
[7] F. Voges, *Z. Phys.*, 1933, **80**, p. 542.
[8] H. Hansen, *Ann. der Phys.*, 1939, **35**, p. 524.
[9] W. Stockmeyer, *Ann. der Phys.*, 1932, **12**, p. 71.
[10] I. Müller, *Ann. der Phys.*, 1938, **32**, p. 625.
[11] J. A. Gray, *Trans. Roy. Soc. Canada*, 1927, **21**, p. 179.
[12] W. Grothey, *Ann. der Phys.*, 1936, **25**, p. 577.
[13] E. C. Stoner et L. H. Martin, *Proc. Roy. Soc.*, 1925, A **107**, p. 312.
[14] L. H. Martin et K. C. Lang, *Proc. Roy. Soc.*, 1932, A **137**, p. 199.
[15] J. M. Allen, *Phys. Rev.*, 1926, **28**, p. 907.
[16] H. Küstner, *Phys. Z.*, 1932, **33**, p. 46.
[17] H. H. Biermann, *Ann. der Phys.*, 1936, **26**, p. 740.
[18] K. Schulz, *Ann. der Phys.*, 1936, **27**, p. 1.
[19] M. Wolf, *Ann. der Phys.*, 1933, **16**, p. 973.
[20] H. Küstner et E. Arends, *Ann. der Phys.*, 1936, **25**, p. 385.
[21] G. D. Van Dycke et G. A. Linsay, *Phys. Rev.*, 1927, **30**, p. 562.
[22] O. Kellström, *Z. Phys.*, 1927, **44**, p. 263.
[23] C. Luther-Andrews, *Phys. Rev.*, 1938, **54**, p. 994.
[24] F. M. Über, *Phys. Rev.*, 1938, **38**, p. 217.
[25] M. Balderston, *Phys. Rev.*, 1926, **27**, p. 696.
[26] D. K. Berkey, *Phys. Rev.*, 1932, **41**, p. 39.
[27] D. K. Berkey, *Phys. Rev.*, 1934, **45**, p. 437.
[28] A. H. Compton, *Philosoph. Mag.*, 1929, **8**, p. 961.
[29] G. Wentzel, *Z. Phys.*, 1927, **43**, p. 524.
[30] M. Haas, *Ann. der Phys.*, 1933, **16**, p. 473.
[31] E. H. S. Burhop, *Proc. Roy. Soc.*, 1935, A **148**, p. 272.
[32] H. S. W. Massey et E. H. S. Burhop, *Proc. Roy. Soc.*, 1936, A **153**, p. 661.
[33] R. J. Stephenson, *Phys. Rev.*, 1937, **51**, p. 637.
[34] E. Arends, *Ann. der Phys.*, 1935, **22**, p. 281.
[35] Kossel, *Z. Phys.*, 1923, **19**, p. 333.
[36] Bothe, *Z. Phys.*, 1925, **34**, p. 819.
[37] Harms, *Ann. der Phys.*, 1927, **82**, p. 11.
[38] L. H. Martin, *Proc. Roy. Soc.*, 1927, A **115**, p. 420.
[39] H. Lay, *Z. Phys.*, 1934, **91**, p. 533.
[40] G. L. Locher, *Phys. Rev.*, 1932, **40**, p. 484.
[41] H. Schwarz, *Ann. der Phys.*, 1935, **23**, p. 571.
[42] G. V. Hevesy et E. Alexander, *Naturwiss.*, 1931, **19**, p. 825.
[43] P. Auger, *Ann. de Phys.*, 1926, **6**, p. 183.
[44] R. J. Stephenson, *Phys. Rev.*, 1933, **43**, p. 527.
[45] Burger et Dorgelo, *Z. Phys.*, 1924, **23**, p. 258.
[46] T. H. Meyer, *Wiss. Veröff aus d. Siemens-Kong*, 1928, VII, **2**, p. 108.
[47] W. Duane et W. Stenström, *Proc. Nat. Ac. of Sc.*, 1920, **6**, p. 477.
[48] J. H. Williams, *Phys. Rev.*, 1933, **44**, p. 146.
[49] G. Voth, *Ann. der Phys.*, 1942, **41**, p. 375.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. SÉRIE VIII, TOME X, JANVIER 1949.

DISPOSITIF SIMPLE DE COMMANDE DE CHAMBRE DE WILSON PAR COMPTEURS

Par R. RICHARD-FOY.

Ingénieur de l'Aéronautique.

Laboratoire de l'École Polytechnique et Comission Impulsora de la Investigacion Cientifica Mexico.

Sommaire. — Description et schéma d'un dispositif simple de commande d'une chambre de Wilson comportant l'usage de douze compteurs et commandant le thyratron de déclenchement de la détente au moyen d'une seule lampe (6J7) pour tout l'ensemble. On arrive à régler le montage de façon à obtenir l'allumage du thyratron uniquement pour les coïncidences au moins quadruples.

La commande d'une chambre de Wilson par un dispositif de compteurs en coïncidence et en anticoïncidence peut se faire au moyen d'un circuit de faible pouvoir de résolution : le bon fonctionnement de la chambre exigeant qu'il se produise au moins quelques détentes par jour, on est amené soit à enregistrer des phénomènes qui se produisent au moins à cette cadence, soit à produire des déclenchements artificiels. Dans ce dernier cas ces déclenchements peuvent aussi bien être provoqués par des fortuites, la perte de film qui en résulte étant faible.

Dans cet esprit nous avons réalisé un schéma comportant l'usage de 12 compteurs et commandant le thyratron de déclenchement au moyen d'une seule lampe (6J7) pour tout l'ensemble.

Caractéristiques des compteurs utilisés. — Nous avons utilisé des compteurs métalliques fabriqués par « Ballantine laboratory, Boonton, New Jersey », longs de 45 cm et de 2,6 cm de diamètre. Ces compteurs à auto-extinction fonctionnent à partir de 1040 V environ et ont un palier d'au

moins 250 V. Ils donnent un top remarquablement constant durant 20 μs environ. Avec une tension de 1100 V tous les compteurs que nous avons utilisés fonctionnaient simultanément et donnaient des tops rigoureusement identiques à quelques pour-cent près.

La source de haute tension que nous avions construite ne présentait pas à l'oscillographe cathodique de viariation relative de tension supérieure à à 2.10^{-4}.

Principe du dispositif de coïncidence. — Le filament d'un compteur est alimenté en A_1 (*fig.* 1) en haute tension par l'intermédiaire d'une résistance R, le cylindre étant à la terre. Le top est transmis à un interrupteur I_1 par un condensateur C. Lorsqu'on abaisse l'interrupteur, le top est transmis par l'intermédiaire d'une résistance ρ à la grille d'une 6J7 normalement conductrice.

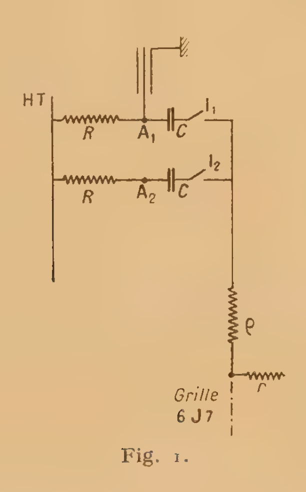


Fig. 1.

Au moyen d'un autre interrupteur I_2 un circuit identique peut être branché sur ρ.

Qualitativement le fonctionnement du système est le suivant : Si un top négatif se produit en A_1 sans qu'il s'en produise en A_2, il s'écoule partiellement vers la haute tension par l'intermédiaire du condensateur de liaison avec A_2; l'impulsion transmise par la résistance ρ à la grille du tube est alors très faible.

Si, au contraire, deux tops arrivent simultanément en A_1 et A_2 aucune dérivation n'est possible et l'on enregistre sur la grille un top de coïncidence.

L'étude mathématique du circuit, en supposant qu'un top rectangulaire durant Δt de hauteur H est appliqué en A_1 sans qu'il y ait de top en A_2 montre que la variation de tension en fonction du temps sur la grille en G est donnée par les formules

$$v = H \frac{r}{2(\rho+r)} \left[e^{-\frac{2t}{cR}} + e^{-\frac{t}{c(\rho+r)}} \right] \qquad \text{de } 0 \text{ à } \Delta t,$$

$$v = v_{\Delta t}\, e^{-\frac{t}{c(R+2r+2\rho)}} \qquad \text{après } \Delta t.$$

Si il y a simultanément un top en A_1 et A_2 on a

$$v_{\text{coïncidence}} = H \frac{r}{r+\rho}\, e^{-\frac{t}{2c(r+\rho)}}.$$

Ces formules montrent que si $\frac{cR}{2}$ est de l'ordre de Δt le top de coïncidence est après Δt le double du top sans coïncidence. Pratiquement c'est bien le résultat que l'on observe, mais même pour des valeurs de $\frac{cR}{2}$ largement supérieures à Δt. Cela provient de ce que le traitement exact du problème exige de tenir compte de la capacité interne du compteur, de la forme exacte du top et de la capacité grille plaque du tube employé.

Pratiquement, avec

$$\rho = 500\,000\ \Omega, \qquad R = 20\,000\ \Omega,$$
$$c = 0{,}01\ \mu\text{F} \qquad \text{et} \qquad r = 15\,000\ \Omega,$$

on obtient une très bonne discrimnation entre les tops de coïncidence et les tops isolés.

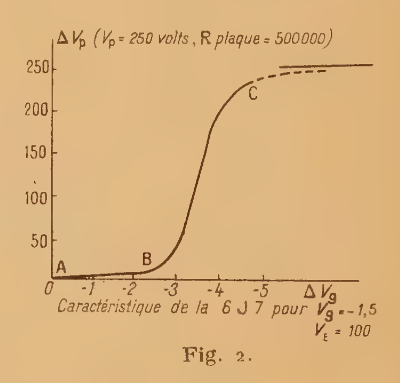


Fig. 2.

On utilise le caractère détecteur de la 6J7 en mettant une polarisation de grille telle que l'impulsion simple soit plus faible que le palier AB de la caractéristique (*fig.* 2) et que le top de coïncidence permette cependant d'arriver dans la partie ascendante BC.

Avec une résistance plaque de 500 000 Ω et grille de 300 000 pour une tension plaque de 250 V, avec une tension écran de +110 V, on obtient ainsi avec une polarisation voisine de —4 V des tops de coïncidence aux bornes de la résistance de plaque, rectangulaires d'une durée de l'ordre de 100 μs et d'une hauteur de 6 à 70 V.

Fonctionnement en quadruple coïncidence. Résultats expérimentaux. — Nous avons monté en parallèle sur la résistance ρ, 4 circuits identiques aux deux déjà décrits et nous avons observé sur la plaque de la 6J7, des tops provenant du fonctionnement de chacun des compteurs, tops d'une fraction de volt; des tops provenant de la coïncidence de deux compteurs de l'ordre de 1 V à 1 V et demi;

des tops de triple coïncidence de l'ordre de 4 V et des tops de quadruqple coïncidence d'environ 6 V. La hauteur de ces différerts tops dépend beaucoup de la polarisation de la 637, en raison de son caractère détecteur; mais il est remarqualble de constater que le top de quadruple coïncidence est entre 2 et 3 fois plus long que les autres.

Nous avons enregistré avec les compteurs situés l'un sur l'autre verticalement, 17 tops de quadruple coïncidence en moyenne par minute. En déplaçant un compteur de 20 cm latéralement et en coupant le cylindre de la terre, aucun top de quadruple coïncidence n'est enregistré en 5 mn; si le cylindre est maintenu à la terre on trouve 9 tops en 15 mn.

Nous avons pu avec ce dispositif déclencher un thyratron 2051 qui à son tour actionne des relais; pour cela nous avons allongé le signal en le transmettant à la grille du thyratron au moyen d'une résistance de 300 000 Ω et d'un condensateur de 0,01 μF. Avec une résistance grille de 300 000 Ω — 5,5 V de polarisation et + 140 V de tension plaque le thyratron s'allume aux impulsions de quadruple coïncidence et uniquement à elles, mais il est nécessaire de régler la polarisation de la 6J7 à 1/10e de volt près pour obtenir la séparation d'avec les triples coïncidences.

Anticoincidence. — Si l'on relie le cylindre d'un compteur, à la terre par l'intermédiaire d'une

Fig. 3.

résistance R″, on obtient sur le cylindre un signal positif que l'on peut conduire en G à la grille de la 6J7 par l'intermédiaire d'un condensateur C et d'une résistance ρ′ (*fig.* 3). C'est un signal de sens opposé aux précédents qui permet d'obtenir une anticoïncidence.

Nous avons eu des difficultés à éviter que les signaux de coïncidence ne soient dérivés et affaiblis par les circuits d'anticoïncidence. Il faut que la résistance ρ′ soit assez grande pour éviter cet affaiblissement et il faut cependant qu'elle soit suffisamment faible pour ne pas diminuer trop les signaux d'anticoïncidence.

Nous avons utilisé 4 compteurs d'anticoïncidence en parallèle avec R′ = 400 000 Ω, R″ = 50 000, c = 0,01 ρ = 500 000. Les signaux obtenus sont de l'ordre de 8 V et durent 150 μs, ils sont donc plus forts et plus longs que les quadruples coïncidences. En combinant les deux dispositifs de façon à couvrir tout l'angle solide par anticoïncidence, nous n'avons obtenu aucun top en 10 mn; et en décalant les anticoïncidences de façon à débloquer environ 1/15e de l'angle solide, nous avons obtenu 4 tops en 5 mn.

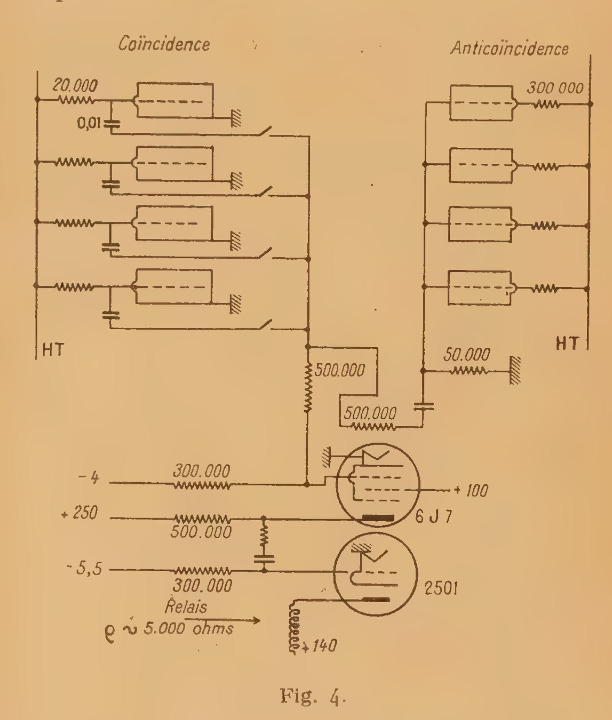


Fig. 4.

La figure 4 représente l'ensemble du dispositif.

Ces résultats suffisant pour les expériences à la chambre de Wilson que nous nous proposons d'effectuer, nous n'avons pas poussé plus à fond l'étude de ces circuits; nous pensons cependant qu'une étude approfondie doit permettre d'obtenir une efficacité meilleure tout en conservant la simplicité.

Je remercie ici le professeur Vallarta, qui par l'intermédiaire de la Commission impulsora y coordinadora de la Investigacion Cientifica du Mexique m'a fourni les crédits nécessaires à la construction des appareils et M. del Castillo, qui m'a assisté dans le montage des circuits.

Manuscrit reçu le 8 juin 1948.

ÉTALONNAGE D'UNE PLAQUE DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE; APPLICATION A L'ÉTUDE DES TRACES ISOLÉES PRODUITES PAR LE RAYONNEMENT COSMIQUE AU NIVEAU DE LA MER

Par JEAN EDMONT.

Sommaire. — Les tracés laissées par les particules électrisées élémentaires dans l'émulsion photographique permettent l'étude de ces particules du point de vue masse et énergie.

Une plaque photographique utilisée en physique nucléaire a été étalonnée en utilisant des particules connues — proton — ce qui a permis l'étude de certaines traces provenant du rayonnement cosmique au niveau de la mer.

L'étude des particules chargées par la méthode de la plaque photographique, présente certaines difficultés; la particule ne s'arrête pas toujours dans l'émulsion (existence d'un parcours résiduel), de plus, la trace peut s'affaiblir pendant le laps de temps précédant le développement.

Dans ces conditions, à partir des seules données expérimentales $\left(\text{nombre de grains d'argent de la trace } \Delta N \text{ sur un parcours visible } \Delta R, \text{ densité linéaire } \frac{dN}{dR}\right)$, il faut rétablir la courbe $N = f(R)$ que l'on aurait obtenue sans affaiblissement, N et R étant comptés à partir de la fin de la trace. (On sait, en effet, que les courbes $N = f(R)$ correspondant à des particules de même charge Z et de masses respectives M et M' sont homothétiques dans le rapport $\frac{M}{M'}$, le centre étant l'origine; ces courbes sont donc caractéristiques de la particule considérée.)

Le présent travail a eu essentiellement pour objet la discrimination quantitative des particules enregistrées dans les émulsions nucléaires actuelles dans le cas où il faut tenir compte du parcours résiduel (traces incomplètes).

En premier lieu, nous avons procédé à l'étalonnage des plaques utilisées pour ces études : pour ceci, les courbes $N = f(R)$ correspondant à des particules de nature connue, provenant de réactions nucléaires, ont été construites.

L'influence du fading sur la forme de la courbe a été étudiée de la même manière.

Une relation empirique existant entre N et R a été mise en évidence, ce qui a permis d'établir aisément une relation entre la densité linéaire $\frac{dN}{dR}$ et R. La détermination du parcours résiduel par cette méthode a été ainsi facilitée et a pû être systématisée.

Il en est de même de la mesure des masses (quelques exemples d'application sont donnés).

La comparaison de la courbe $\frac{dN}{dR} = f'(R)$ avec la courbe $\frac{dE}{dR} = f_1(R)$ (énergie dE perdue par élément dR) a permis de montrer que l'énergie cédée par la particule était mieux utilisée aux grandes vitesses, du point de vue formation de l'image latente.

Dans la seconde partie, les traces isolées provenant du rayonnement cosmique au niveau de la mer, sont étudiées :

particules de $Z = 2$ (He_2^4 et isotopes);

particules de $Z = 1$ (H_1^1, isotopes et particules intermédiaires).

Nous nous sommes limités à l'interprétation expérimentale des résultats.

1. ÉTALONNAGE D'UNE PLAQUE DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE.

I. Construction des courbes $N = f(R)$ et $\frac{dN}{dR} = f(R)$ correspondant à des protons. Extension aux courbes N, et $\frac{dN}{dR} = f(R)$ pour deutons et tritons. Influence du fading. — Les plaques utilisées pour cette étude sont des « Nuclear Research emulsions » (Ilford) $C_2 + B$ développées entre 30 et 40 mn. Les mesures ont été faites avec un microscope Lemardeley (objectif 1/15 immersion, oculaire × 10). Seule la partie centrale du champ

a été utilisée de manière à être assuré d'une netteté suffisante. Le micromètre oculaire a été étalonné préalablement (1 division = 1,273 micron).

La construction des courbes a été effectuée en utilisant des parcours de protons provenant du choc de neutrons de la réaction

$$Li_3^7 + H_1^2 \rightarrow Be_4^8 + n_0^1 \quad \text{et} \quad Li_3^7 + H_1^2 \rightarrow He_2^4 + He_2^4 + n_0^1$$

sur les noyaux d'hydrogène des matériaux entourant la plaque. Les protons ont sensiblement la même direction privilégiée que les neutrons; cette direction faisant un très petit angle avec la plaque, un grand nombre de protons s'arrêtait dans l'émulsion.

A. **Une première étude a été faite pour éliminer l'effet du fading.** — Ceci en développant la plaque immédiatement (1 h 15 mn) après l'exposition.

Six trajectoires de protons (800, 850, 880, 880, 900, 1 040 μ) ont été retenues. Cinq des courbes obtenues sont pratiquement superposées, la dispersion $\frac{\Delta N}{N}$ étant inférieure à $1,5.10^{-2}$ pour $R = 900$ microns. Par contre la sixième courbe est notablement plus élevée $\left(\frac{\Delta N}{N} = 7.10^{-2} \text{ à } 900 \text{ microns}\right)$ (*fig.* 1).

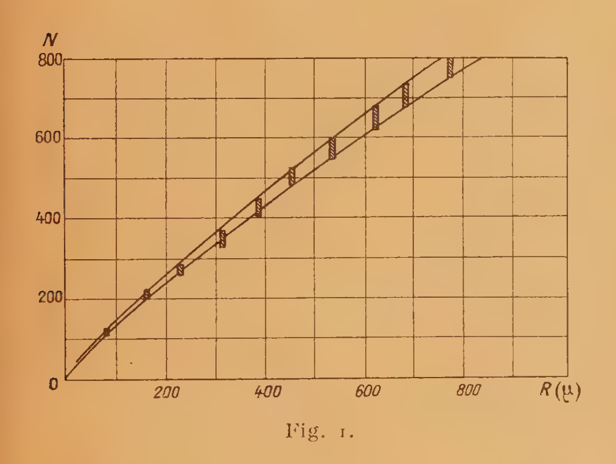


Fig. 1.

La proximité assez prolongée de la trajectoire et de la surface air-gélatine semble être cause de cette différence assez importante; le voile de la plaque est en effet plus intense à la surface et le nombre de grains parasites introduits lors du comptage est plus important que pour une trajectoire se trouvant à l'intérieur de l'émulsion. Le phénomène contraire (diminution apparente du nombre de grains) est observé lorsque la trace longe la surface verre-gélatine sur une assez grande distance.

Existence d'une relation empirique $N = AR^{n}$. — Elle est mise en évidence par la représentation graphique de log N en fonction de log R. La courbe représentative est en effet sensiblement une droite. L'erreur introduite $\frac{dN}{N}$ est inférieure à $0,4.10^{-2}$ entre 100-1 000 microns et $\frac{dN}{N} < 10^{-2}$ entre 50 et 100 microns. On trouve comme relation

$$\log N = 0,456 + 0,84 \log R, \qquad \text{soit} \quad N = 2,86\, R^{0,84}. \quad (1)$$

Ceci permet de calculer facilement $\frac{dN}{dR}$ dans le même intervalle.

$$\log \frac{dN}{dR} = 0,381 - 0,16 \log R, \qquad \text{soit} \quad \frac{dN}{dR} = 2,4\, R^{-0,16}. \quad (2)$$

Relations entre N, $\frac{dN}{dR}$ et R pour les deutons et tritons. — Ces relations se déduiront facilement de (1) et (2) en tenant compte des remarques faites précédemment sur l'homothétie et l'affinité des courbes représentatives.

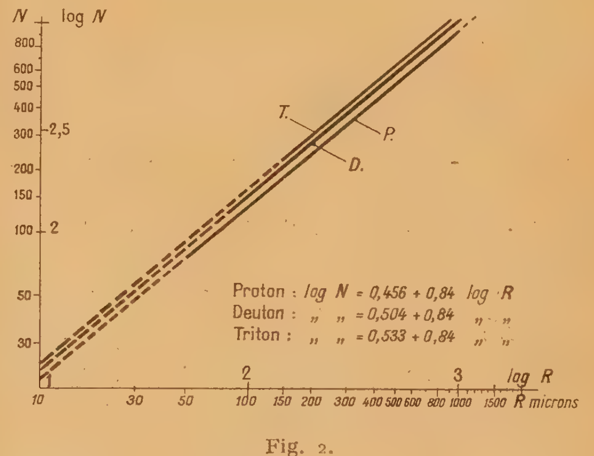


Fig. 2.

R_D et R_P étant les coordonnées d'un point de la courbe du deuton, nous avons : $R_D = 2\, R_P$ et $N_D = 2\, N_P$ relations qui donnent, en tenant compte de (1),

$$\text{Log}\, N_D - \log 2 = 0,456 + 0,84 \log R_D - 0,84 \log 2,$$

soit

$$\text{Log}\, N_D = 0,504 + 0,84 \log R_D \quad \text{ou} \quad N_D = 3,19\, R_D^{0,84}, \quad (1')$$

dans le cas du triton, le même calcul nous donne

$$\log N_T = 0,533 + 0,84 \log R_T \quad \text{ou} \quad N_T = 3,41\, R_T^{0,84}. \quad (1'')$$

Des transformations analogues sur la formule (2) nous donnent

$$\log \frac{dN_D}{dR} = 0,429 - 0,16 \log R_D, \quad (2')$$

$$\log \frac{dN_T}{dR} = 0,457 - 0,16 \log R_T \quad (\textit{fig.}\ 2 \text{ et } 3). \quad (2'')$$

Remarques. — 1° Ces relations pour les deutons et les tritons n'ont pu être vérifiées expérimentalement sur un grand nombre de particules. Toutefois, une particule d'origine cosmique a donné comme courbe

$$\log N = 0,496 + 0,84 \log R,$$

ce qui est très proche de la courbe du deuton.

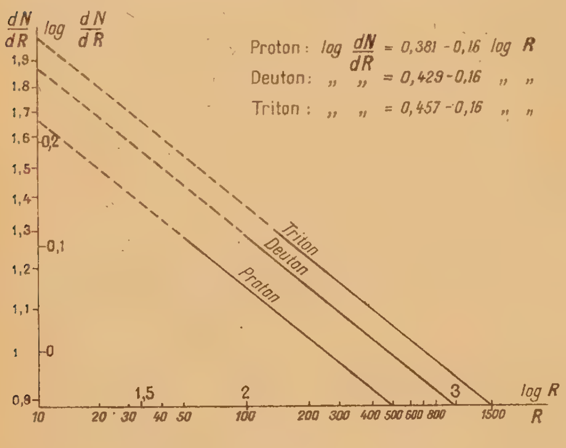


Fig. 3.

Discussion. — Ces relations ont été établies expérimentalement, en prenant la moyenne des mesures. Dans leur utilisation ultérieure, il sera nécessaire de tenir compte de la dispersion de ces mesures, car celle-ci sera cause d'une erreur systématique. Tous les nombres N trouvés à 900 microns sont compris dans un intervalle ΔN de part et d'autre de la valeur moyenne, tel que $\frac{\Delta N}{N} < 5.10^{-2}$.

La dispersion des mesures a d'autre part été étudiée par la répartition statistique des nombres N de grains contenus dans un intervalle de 76 microns de longueur, situé à une distance constante (190 microns) de l'extrémité.

Les résultats sont résumés par le tableau suivant.

N.	75.	76.	77.	78.	79.	80.
Nombre de trajectoires..	1	1	3	0	1	1
N.	81.	82.	83.	84.	85.	86.
Nombre de trajectoires..	6	1	4	3	0	1

L'intervalle contenant tous les nombres N est :

$$N_m - \Delta N, \quad N_m + \Delta N, \quad \text{tel que} \quad \frac{\Delta N}{N} < 6.10^{-2}.$$

Le courbe de répartition ci-contre montre que les nombres N sont sensiblement plus resserrés que si la distribution était totalement due au hasard. Le calcul de l'écart quadratique moyen donne $\sigma \simeq 3$ ce qui est très inférieur à la valeur $\sqrt{N_m} = 9$, qui serait donnée par une répartition gaussienne.

Les courbes T, D, P, représentent la valeur moyenne de $\log N$ en fonction de $\log R$. Or, $\log R$ est connu avec toute la précision désirable. Mais N

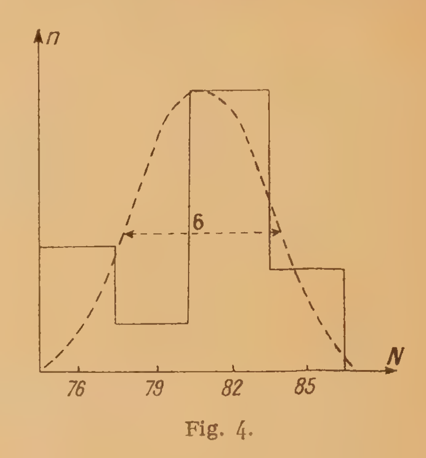


Fig. 4.

peut varier entre $N + \Delta N$ et $N - \Delta N$, tel que $\frac{\Delta N}{N} < 5.10^{-2}$. Comme $\frac{dN}{N} = \frac{1}{\log e} d(\log N)$, les valeurs de $\log N$ sont données par :

Proton..... $\log N = 0,456 \pm 0,022 + 0,84 \log R$
Deuton..... $\log N = 0,504 \pm 0,022 + 0,84 \log R$
Triton..... $\log N = 0,533 \pm 0,022 + 0,84 \log R$

Les points représentatifs de $\log N$ en $f(\log R)$ sont donc compris dans trois bandes qui se chevauchent partiellement pour les deutons et les tritons. Cette disposition est assez fâcheuse pour la sûreté des déterminations, comme nous le verrons par la suite.

2° Les domaines de valabilité de ces formules empiriques se déduisent de celui du proton ; à savoir 100-2 000 microns pour le deuton et 150 3 000 microns pour le triton.

3° L'exposant de la formule $N = AR^n$ ne dépend pas de la masse de la particule, mais seulement du nombre Z.

B. Étude faite en développant la plaque trois mois après l'exposition. Influence du fading. — Des plaques identiques aux précédentes ayant été impressionnées en même temps, ont été développées dans les mêmes conditions, mais trois mois après l'exposition. Ces plaques ont été conservées dans des conditions identiques à celles qui furent exposées aux rayons cosmiques.

Les grains ont été comptés sur quatre traces de protons (825, 500, 350 et 300 microns).

Une formule empirique de la forme $\log N = f(\log R)$ a pu être établie.

$$\log N = 0,47 + 0,82 \log R$$

donnant N moyen avec une erreur $\frac{\Delta N}{N} < 2.10^{-2}$ pour

un parcours R supérieur à 100 microns. Les nombres R sont compris dans un intervalle $N_m \mp \Delta' N$, tel que

$$\frac{\Delta' N}{N} < 3,5.10^{-2}.$$

Il est à remarquer que l'exposant p de $N = AR^p$ a légèrement diminué : 0,82 au lieu de 0,84.

Des mesures analogues premettent une évaluation du vieillissement d'une trace, par la simple mesure de l'exposant p et comparaison à la courbe donnant la variation de p avec le temps séparant l'exposition du développement. Toute théorie du fading doit expliquer la variation de p.

On a noté aussi au cours du dénombrement des grains un changement d'aspect de ceux-ci. Alors que dans le premier cas (développement immédiat) les grains étaient par amas, ils sont souvent, cette fois, isolés, même vers la fin de la trace.

C. Plaques développées quatre mois après l'exposition. — Il subsiste peu de longues traces après quatre mois. La formule empirique donnant N en $f(R)$ est cette fois

$$\log N = 0,44 + 0,79 \log R.$$

L'exposant p a donc diminué rapidement entre trois et quatre mois. On peut penser que la chute

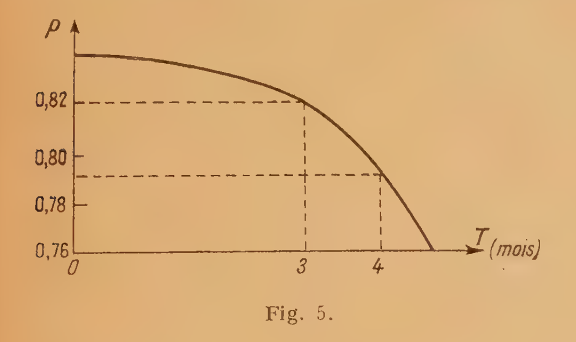


Fig. 5.

de p sera de plus en plus rapide et que les traces deviendront très vite indiscernables, à cause du voile.

II. **Application de cette étude.** — *a.* AU RENDEMENT DE L'IONISATION. — Des courbes donnant la variation de l'énergie du proton avec le parcours ont été établies expérimentalement [1]. On peut en déduire facilement la variation de l'énergie dE perdue par élément dR en fonction de R. Il est intéressant de comparer la courbe $\frac{dN}{dR} = f'(R)$ à $\frac{dE}{dR} = f_1(R)$ afin de donner une idée de l'utilisation de l'énergie aux différentes vitesses.

Entre 100 et 1 000 microns, on peut établir entre E et R une relation empirique de la forme

$$\operatorname{Log} E = 0,59 \log R - 0,62. \qquad (3)$$

E étant exprimé en MeV et R en microns, relation qui donne E dans cet intervalle à moins de 10^{-2} près. Cette relation nous donne, dans le même intervalle,

$$\operatorname{Log} \frac{dE}{dR} = - 0,41 \log R - 0,86, \qquad (4)$$

soit, en tenant compte de (2),

$$\operatorname{Log} \frac{dN}{dR} = 0,59 \log \frac{dE}{dR} + 0,71. \qquad (5)$$

Cette formule nous permet de construire la courbe $dN = f(dE)$ entre les points A et B (*fig.* 6). Au delà

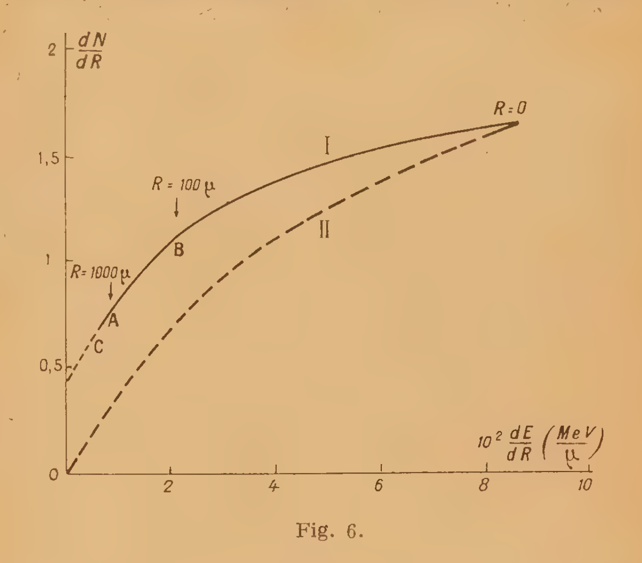


Fig. 6.

de B (parcours plus courts), on peut construire quelques points en déterminant graphiquement $\frac{dN}{dR}$ et $\frac{dE}{dR}$ à partir des courbes $N = f(R)$ et $E = f_1(R)$.

Au delà de A, on peut extrapoler, en prolongeant la partie sensiblement rectiligne CA, qui coupe l'axe pour $\frac{dN}{dR} = 0,45$.

Cette densité résiduelle correspondant à une perte d'énergie nulle, s'expliquerait par la présence de grains parasites du voile, dénombrés en même temps que ceux qui appartiennent réellement à la trace. Cette densité 0,45 g/micron est une limite supérieure qui peut se retrouver en considérant les grains du voile qui forment un alignement.

Pour avoir la courbe exacte $dN = f(dE)$, il faut déduire de dN cette valeur constante 0,45; il est à remarquer toutefois que cette valeur est supérieure à la réalité lorsqu'il s'agit de densités linéaires $\frac{dN}{dR}$ assez importantes (correspondant à de faibles parcours), car à ce moment, les grains de la trace sont nettement différents de ceux provenant du voile.

La courbe II (*fig.* 6) obtenue après correction,

donne des indications qualitatives sur le rendement de l'ionisation. Le rapport $\frac{dN}{dE}$ croît depuis les faibles parcours jusqu'à une limite supérieure pour des parcours très importants. L'énergie cédée par la particule semble donc mieux utilisée, en ce qui concerne la formation de l'image latente, lorsque la particule a une grande vitesse, ce qui confirme le mécanisme proposé par M. P. Cuer [2].

b. A LA DÉTERMINATION DU PARCOURS RÉSIDUEL DANS LE CAS DES TRACES INCOMPLÈTES. — La plupart des traces isolées d'origine cosmique ne se terminent pas dans l'émulsion (84 %). Leur étude du point de vue nature et énergie est donc plus complexe que pour des particules obtenues par des réactions nucléaires. En ce qui concerne la charge, il est facile de distinguer à première vue, dans les plaques étudiées (C2 + B) développées entre 30 et 50 mn, les particules de $Z = 1$ de celles de $Z > 1$. Pour celles-ci, la trace est continue sur un très grand parcours.

Mais pour des particules $Z = 1$, il est impossible de donner *a priori*, la masse, donc de déterminer à partir de la densité, le parcours résiduel effectué en dehors de l'émulsion sensible.

Le seul critère premettant de déterminer ces deux facteurs dont dépend la connaissance de l'énergie est la variation de la densité de grains sur le parcours visible.

Soient $d_0 = \frac{dN}{dR}(R_0)$ et $d_1 = \frac{dN}{dR}(R_1)$ les densités aux extrémités d'un parcours ΔR visible : $\Delta R = R_1 - R_0$. L'inconnue est R_0.

Or $\frac{dN}{dR} = BR^{-n}$, donc

$$\log\frac{d_0}{d_1} = -n\log\frac{R_0}{R_1}.$$

On peut donc connaître théoriquement $\frac{R_0}{R_1}$ et par suite, avec $R_1 - R_0 = \Delta R$, déterminer R_0.

La connaissance de R_0 et d_0 permet de déterminer enfin la nature de la particule par les courbes $\frac{dN}{dR} = f'(R)$. (On suppose qu'il s'agit de particules communes, protons, deutons, tritons).

Pratiquement, il suffit de faire la courbe $N = f(\Delta R)$ en comptant les grains, sur la partie visible, et à partir de cette courbe déterminer les densités d_0 et d_1. Pour cela, on peut, si la courbure de la courbe n'est pas trop accusée, prendre la pente de la corde joignant les points situés à $R_0 - a$ et $R_0 + a$.

Si la courbure est par trop faible et le parcours visible trop court pour pouvoir déterminer avec précision d_0 et d_1, on prend la valeur moyenne de la densité $\frac{dN}{dR}$. On fait une série d'hypothèses sur la masse, ce qui permet de calculer la variation de la pente entre les deux extrémités, variation qui, en première approximation est égale à $4\,f/l$; ceci permet de donner la nature la plus problable (*fig.* 7).

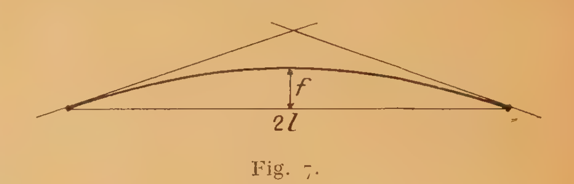


Fig. 7.

La seule difficulté consiste donc à trouver la valeur de n convenable, car nous avons vu que cette valeur dépend beaucoup du fading. Cette valeur peut varier entre + 0,24 et + 0,16.

On peut, si la partie visible est assez grande, déterminer une troisième valeur de $\frac{dN}{dR}(R_2) = d_2$.

On possède alors un système d'équations

$$\frac{\log d_0 - \log d_1}{\log d_0 - \log d_2} = \frac{\log R_0 - \log R_1}{\log R_0 - \log R_2},$$
$$R_1 - R_0 = \Delta R_1,$$
$$R_2 - R_0 = \Delta R_2,$$

où les inconnues sont R_0 R_1 et R_2. Ce système ne peut être résolu qu'en faisant certaines approximations.

Exemple. — Une particule visiblement de charge 1 de 3 800 microns a donné la courbe $N = f(R)$ ci-contre (*fig.* 8).

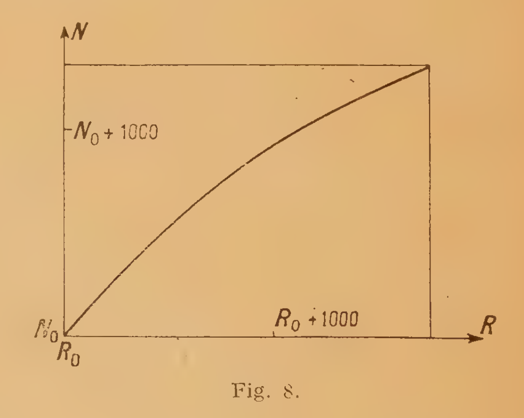


Fig. 8.

On a les données suivantes :

$$R_0. \qquad d_0 = 1{,}04.$$
$$R_1 = R_0 + 1000, \qquad d_1 = 0{,}62,$$
$$R_2 = R_0 + 1800, \qquad d_2 = 0{,}54.$$

La variation rapide de $\frac{dN}{dR}$ nous fait supposer *a priori* que la particule est légère (proton) et par suite qu'elle est assez près de sa fin en R_0 ($d_0 = 1{,}04$ correspond à un parcours de proton $\simeq$ 150 microns).

Par suite, on pourra, en première approximation, négliger R_0 devant R_1 et R_2. Les résultats nous montreront si cette approximation est légitime.

Les calculs nous donnent

$$\log\frac{d_0}{d_1} = 0{,}22464;\ \log\frac{d_0}{d_2} = 0{,}28464;\ \log\frac{d_0}{d_1} : \log\frac{d_0}{d_2} = \frac{1}{1{,}27},$$

avec l'approximation ci-dessus

$$\log\frac{R_1}{R_0} = \log\frac{1000}{R_0} \quad \text{et} \quad \log\frac{R_2}{R_0} = \log\frac{1800}{R_0},$$

ce qui donne

$$1{,}27 = \frac{3{,}255 - \log R_0}{3 - \log R_0},$$

$$\log R_0 = 2{,}036, \quad R_0 \simeq 110 \text{ microns}.$$

Comme vérification, on peut chercher le nombre N de grains à 1 800 microns.

L'exposant p de $N = AR^p$ nous est donné par

$$\log\frac{d_0}{d_1} = (p-1)\times\log\frac{R_0}{R_1}, \quad \text{ce qui donne} \quad p = 0{,}78;$$

d'autre part,

$$\log\frac{dN}{dR} = a + (p-1)\log R,$$

en faisant $\frac{dN}{dR} = d_0$, $R = R_0$, cette relation nous donne le coefficient $a = 0{,}48$. A partir de cette valeur, on peut calculer le coefficient b de la formule

$$\log N = b + p\log R. \quad \text{soit} \quad b = 0{,}58.$$

Cette formule nous donne pour valeurs de N

pour $R = 1910$, $N_{\text{cal.}} = 1420$, $N_{\text{réel}} = 1376$;
» $R = 1110$, $N_{\text{cal.}} = 895$; $N_{\text{réel}} = 938$;

on voit que

$$\frac{\Delta N}{N} < \frac{5}{90}.$$

Comme

$$\frac{\Delta N}{N} = 0{,}78\frac{\Delta R}{R}, \quad \text{on trouve} \quad \frac{\Delta R}{R} < 7.10^{-2}.$$

Donc, cette particule, qui est très probablement un proton (nombre de grains à 100 microns : 138 ± 8 alors que la moyenne pour les protons est 135 ± 10), a un parcours résiduel de 110 ± 8, Le parcours visible étant de $3\,900 \pm 50\,\mu$ ce proton a une trajectoire de longueur totale de $3\,900 \pm 60\,\mu$, soit une énergie de

$$30 \pm 0{,}5 \text{ MeV}.$$

Causes d'erreur. *α. Longueur visible.* — Ces déterminations seront d'autant plus précises que la longueur visible de la trajectoire sera plus grande. L'exemple précédent montre qu'avec une longueur visible de 4 000 microns environ, il est relativement facile de retrouver la formule empirique donnant $N = f(R)$ à moins de 10 % près, et par suite de donner la nature et l'énergie de la particule avec assez de précision. Malheureusement d'aussi longs parcours visibles sont rares. Et pourtant, il est souvent nécessaire de déterminer le parcours résiduel de particules traversant l'émulsion en quelques centaines de microns (cas des branches d'étoiles). Si la particule est énergique, la variation de densité sur un parcours aussi faible est pour ainsi dire imperceptible; par suite, il est difficile ou même impossible de différencier : proton, deuton, et triton.

Une autre erreur introduite par le peu de longueur de la partie visible est celle que l'on fait sur la densité moyenne, ce qui, par suite, introduit une erreur ΔR sur le parcours résiduel, puisque d'après (2),

$$\left|\frac{\Delta\left(\frac{dN}{dR}\right)}{\frac{dN}{dR}}\right| = (1-p)\frac{\Delta R}{R}.$$

L'erreur sur la densité $\Delta\left(\frac{dN}{dR}\right)$ peut provenir de la fluctuation statistique du nombre N sur l'intervalle considéré. Cette erreur est de l'ordre de 6.10^{-2}, comme nous l'avons vu précédemment.

Donc

$$(1-p)\frac{\Delta R}{R} < 6.10^{-2},$$

$$\frac{\Delta R}{R} < \frac{6}{1-p}\cdot 10^{-2}.$$

Cette erreur est la limite inférieure de celle commise sur R. Il vient en effet, s'y ajouter celles dues à la structure de la plaque qui, parfois, présente des lacunes de sensibilité. Lorsque la particule traverse une de ces régions, la densité de la trace prend une valeur bien inférieure à ce qu'elle devrait avoir normalement. Si ces zones peu sensibles, ou peu riches en BrAg, comme il s'en trouve dans les plaques au Bore, sont du même ordre de grandeur que la partie visible, ce facteur provoque des erreurs importantes, mais impossibles à chiffrer.

Longueur de l'intervalle utilisé.	Parcours calculé.	Parcours mesuré.	Erreur.
76 microns	145	130	1/10
	220	180	1/4
	140	230	1/2,5
	500	680	1/3,5
152 »	250	290	1/7
	680	700	1/35
228 »	750	790	1/20
	200	270	1/4

La longueur visible de la trajectoire est donc un facteur très important du point de vue détermination du parcours résiduel. Son influence est montrée par les mesures suivantes : sur des protons expérimentaux se terminant dans l'émulsion, des inter-

valles de longueur déterminée étaient isolés et donnaient lieu à un calcul de parcours résiduel; celui-ci était ensuite directement mesuré.

Il est à remarquer que seule, dans ces mesures, la longueur visible est cause d'erreur. Il n'y a pas à tenir compte du fading, tous ces protons en étant au même stade d'affaiblissement.

β. *Fading.* — Lorsqu'il s'agit de particules d'origine cosmique, le fading intervient pour beaucoup dans l'erreur. Les plaques ont été exposées de deux mois à un an et par suite, il existe des trajectoires de tous les âges. Si le parcours visible est assez long, on peut essayer de trouver l'exposant de la relation $N = AR^p$ comme il a été fait ci-dessus. Le fading sera ainsi chiffré par la variation de p; il pourra en être tenu compte en comparant cette partie de trajectoire à une courbe-étalon correspondant au même fading. Par contre, si la partie visible est courte, un tel calcul est impossible.

Par suite, à une densité moyenne d que l'on peut calculer expérimentalement, correspondra un parcours qui sera donné par

$$\log d = 0,381 - 0,16 \log R \text{ (fading nul)}$$

et

$$\log d = 0,460 - 0,23 \log R \text{ (fading le plus prononcé)},$$

ceci dans le cas d'un proton.

On peut donc, tout au plus, donner des valeurs encadrant la valeur réelle. (Il faudra d'ailleurs ajouter par la suite les erreurs dues aux autres causes, examinées précédemment).

Exemple. — Une trajectoire partant d'une étoile cosmique a 380 microns de long, et compte 256 grains. La densité moyenne est donc $\frac{\Delta N}{\Delta R} = -0,67$ (*fig.* 9).

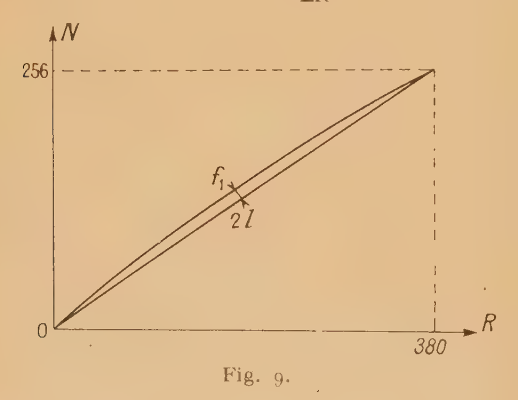


Fig. 9.

Les parcours sont donc 3 000 microns et 570 microns dans les cas extrêmes, si l'on suppose que la particule est un proton. Le parcours serait à doubler ou à tripler dans le cas d'un deuton ou d'un triton.

La variation de la pente est donnée par

$$\Delta\left(\frac{dN}{dR}\right) \simeq (1-p)\frac{\Delta R}{R} \times \frac{dN}{dR}.$$

Soit, dans les cas extrêmes,

$$\left.\begin{matrix}1,3.10^{-2}\\ 10.10^{-2}\end{matrix}\right\} \text{ pour un proton,}$$

$$\left.\begin{matrix}0,7.10^{-2}\\ 5.10^{-2}\end{matrix}\right\} \text{ pour un deuton.}$$

Or, cette variation de pente est en première approximation $4 f/l$, soit ici 10^{-2}. Le deuton semble donc le plus probable; son parcours est compris entre 1 200 et 6 000 microns. Si, de plus, l'on tient compte de la fluctuation statistique de la densité, l'erreur $\frac{\Delta R}{R} < 0,38$ vient s'ajouter, ce qui donne comme limite $8\,300 > R > 700$. Energie entre 62 et 15 MeV.

La précision est donc tout à fait illusoire dans ce cas.

Remarque. — Il peut parfois être tenu compte du fading pour les branches d'étoiles. Il suffit, en effet, que l'une d'elles se termine dans l'émulsion. Toutes les autres branches de la même étoile ont évidemment subi le même fading. Il est donc logique de comparer les autres particules à la courbe construite en se servant de la trajectoire dont on voit la fin. On élimine ainsi l'erreur due au fading.

c. A LA MESURE DES MASSES. — Il est à remarquer que l'orsqu'il s'agit de protons, deutons, ou tritons, la détermination de la masse se fait en même temps

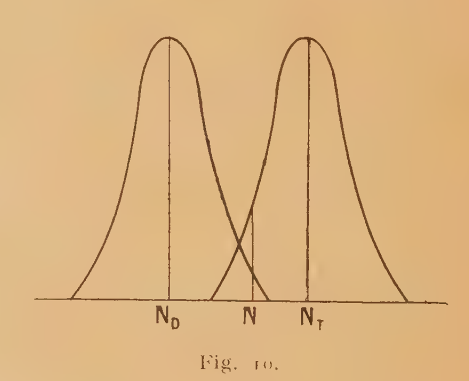


Fig. 10.

que celle du parcours résiduel. Si une de ces particules se termine dans l'émulsion, il est quelquefois intéressant de donner sa nature (donc sa masse).

La comparaison de la courbe $N = f(R)$ [ou dans la représentation Log $N = f$ (log R)] à la courbe étalon correspondant au même fading, permet en principe de donner la nature de la particule.

Il faut remarquer toutefois qu'il est quelquefois impossible de décider entre un deuton et un triton, car les courbes correspondant à ces particules

sont situées dans des bandes qui résultent de la dispersion des mesures, et ces bandes se recouvrent en partie. Etant donnée la forme de la courbe donnant la dispersion des nombres N autour de la valeur moyenne, on voit que l'on ne peut qu'attribuer à une des particules une plus grande probabilité qu'à l'autre.

On voit par exemple que si une particule donne pour un parcours R un nombre de grains N compris entre N_D et N_T, le triton sera plus probable dans le cas de la figure 10.

Lorsqu'il s'agit de particules qui sont visiblement de masses inférieures à celle du proton, la masse peut être déduite de la formule

$$\log N = f(\mathrm{Log} R).$$

Il suffit de comparer la relation donnant log N en fonction de $\log R$ pour cette particule à celle du proton ayant subi le même fading. Si pour le proton

$$\log N = b + p \log R$$

pour une particule de masse m fois celle du proton, la relation sera

$$\log N = b + (1 - p) \log m + p \log R.$$

Ceci résulte des remarques faites sur l'homothétie de ces courbes. Si N_p et N sont les nombres de grains correspondant à un parcours R pour le proton et la particule inconnue, il vient :

$$\log N_p - \log N = (p - 1) \log m, \qquad (6)$$

ce qui donne m.

Pratiquement, il faut déterminer la pente de la droite représentative de log N en f (log R) pour la particule, prendre N_p, la valeur la plus probable de N (pour le proton considéré) correspondant au parcours R et mesurer N correspondant au même parcours R pour la particule.

L'erreur peut provenir de la détermination de p. — La pente de la droite sera connue avec d'autant plus de précision que le parcours sera plus long. *L'erreur peut provenir de la valeur de N.* — Il y a au moins l'erreur due à la fluctuation statistique $\frac{\Delta N}{N} < 5.10^{-2}$. C'est la plus importante à considérer si le parcours est assez long.

Cette erreur entraîne une erreur dm telle que

$$\left|\frac{\mathrm{d}N}{N}\right| = |p - 1| \frac{\mathrm{d}m}{m}, \qquad \frac{\mathrm{d}m}{m} \sim 25.10^{-2}.$$

Remarque. — Cette valeur $\frac{\mathrm{d}m}{m} < 25.10^{-2}$ caractérise en quelque sorte le pouvoir séparateur maximum de la méthode du point de vue masse, sans tenir compte de l'affaiblissement et des autres causes d'erreur, en particulier, zônes de sensibilités différentes. C'est en effet la différence de masse nécessaire (0,25 m) pour que deux particules donnent des courbes de distribution du nombre N telles que le maximum de l'une coïncide avec le minimum de l'autre. Ce pouvoir séparateur est atteint seulement dans le cas où il existe de nombreux exemplaires de chaque particule, de manière à donner lieu à une série de mesures.

2. ÉTUDE DES TRACES ISOLEES DUES AU RAYONNEMENT COSMIQUE AU NIVEAU DE LA MER.

Le rayonnement cosmique au niveau de la mer a été étudié par la méthode de la plaque photographique [3]. Les plaques employées étaient des *NR* émulsions C2 + B de 50 microns d'épaisseur. Le temps d'exposition au rayonnement est de un an à une altitude de 30 m environ. Le temps de développement a varié entre 30 et 50 mn. 19 cm² de plaques ont été explorés. Des traces visiblement de $Z = 2$ et de $Z = 1$ ont été étudiées.

1. **Particules** $Z = 2$. *a.* ORIGINE. — Un grand nombre de particules α de moins de 50 microns

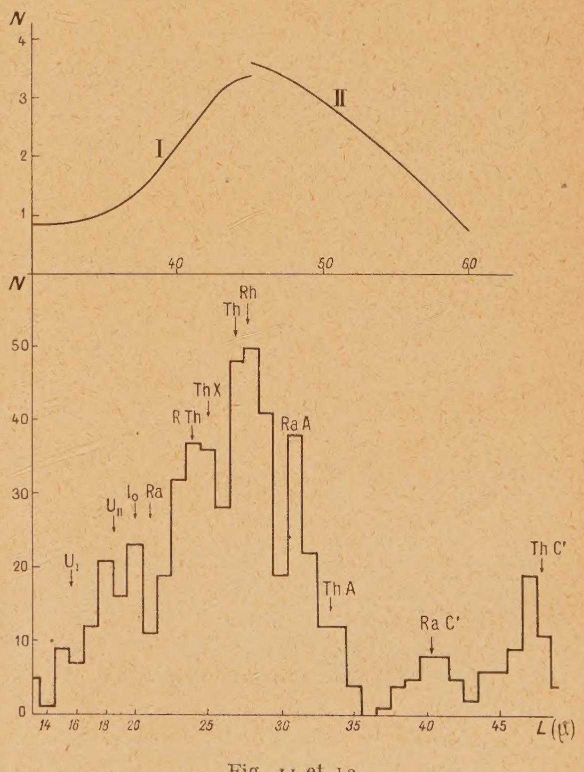


Fig. 11 et 12.

est observé. La répartition en longueur de 600 trajectoires a montré que ces particules ont pour origine les impuretés radioactives de l'air (*fig.* 12). Ceci est confirmé par le fait que le nombre de traces

par champ croît lorsque la quantité d'air emprisonné au contact des plaques est renouvelée au cours de l'exposition. Ces traces de contamination ont été systématiquement éliminées par la suite, en ne tenant compte que des particules ayant plus de 53 microns de long.

b. Influence du fading sur le nombre de traces. Rattrapage du fading par le développement. — Ces particules ont toutefois permis de mettre en évidence l'influence du temps de développement sur le nombre N de traces par champ. Pour cette étude, des fragments provenant d'une même plaque, mais developpés pendant des temps T différents ont été utilisés. La courbe $N = f(T)$ présente un maximum aux environs de 42 mn (*fig.* 11).

Le révélateur, par une action prolongée, arriverait à rendre visibles des traces de plus en plus affaiblies par le fading. La densité de trace devrait donc atteindre une saturation. Mais un autre phénomène intervient : l'augmentation du voile avec le temps de développement (peu de variation du nombre de grains, mais augmentation de leur grosseur). Par suite, certaines traces deviennent indiscernables pour des temps de développement élevés.

Remarque. — Très peu d'autres particules α (ou isotopes) ont été observées. 27 de ces particules de plus de 53 microns ont été trouvées dans 19 cm² de plaques. Plus de 70 % d'entre elles se terminent dans l'émulsion. Leur longueur varie de 60 à 1 000 microns.

2. **Protons et particules** $Z = 1$. — Les particules visiblement de charge 1 sont assez nombreuses. Un total de 250 de ces particules a été repéré dans 19 cm² de plaque. 84 % d'entre elles traversent l'émulsion et environ 1 % prend naissance dans l'émulsion.

a. Origine. — L'origine de ces particules est assez discutée actuellement. L'étude de la répartition des projections sur le plan de la plaque ne permet pas d'éclaircir ce problème. En effet, aucune zone de grande sensibilité, aucune direction privilégiée ne sont nettement mises en évidence (*fig.* 13).

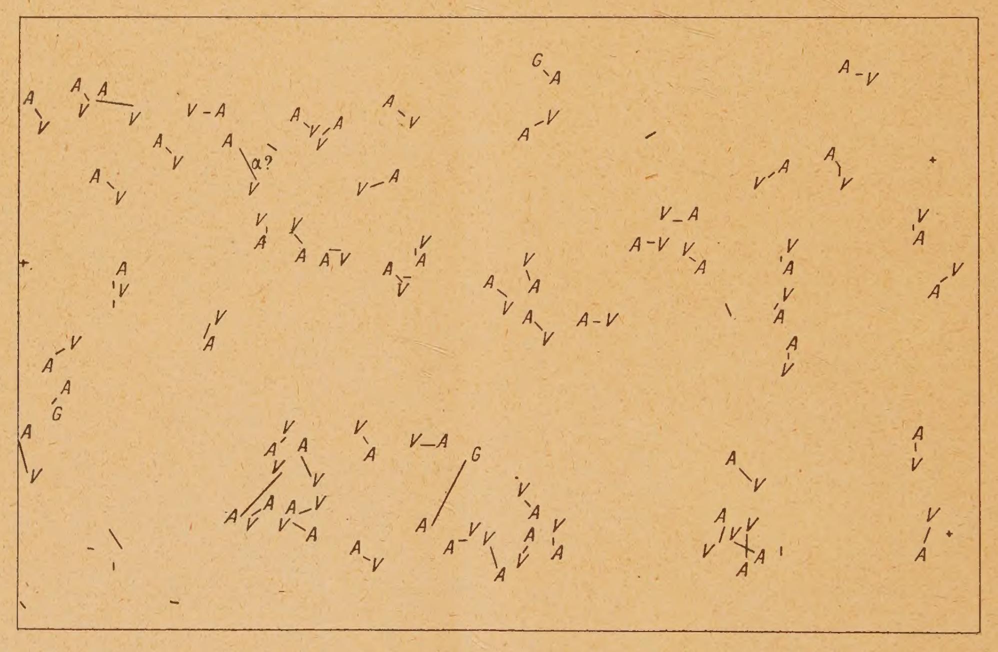


Fig. 13.

La distribution semble être totalement due au hasard.

1re *hypothèse.* — La disposition des plaques lors de leur exposition (plaques empilées côtés émulsions en regard) rendait très plausible l'hypothèse donnant pour origine à ces particules les étoiles cosmiques produites dans le verre. L'ordre de grandeur de la densité de traces ayant cette origine, est susceptible d'être évalué. Soient N, le nombre de particules $Z = 1$ émises en moyenne par une étoile; d, le nombre d'étoiles, par unité de volume; R, le parcours moyen de particules $Z = 1$, émises par ces étoiles.

Dans l'élément de volume $dh.ds$, il y a $N.d.dh.ds$ particules $Z = 1$ émises; pour que des particules de parcours moyen R traversent l'émulsion, il faut qu'elles soient dans le cône de demi-angle au sommet θ ($\cos\theta = h/R$) si h est la distance de l'élément de volume à l'émulsion (*fig.* 14).

Il y a donc $N.\,d.\,dh.\,ds \times \frac{2\pi}{4\pi} \times \left(1 - \frac{h}{R}\right)$ par-

ticules provenant de l'élément de volume dh.ds qui sont visibles dans l'émulsion.

Il suffit d'intégrer cette quantité, h variant entre $-R$ et $+R$, pour avoir le nombre de traces provenant du volume situé de part et d'autre de l'élément de surface ds.

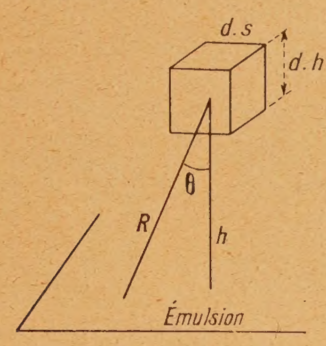


Fig. 14.

Soit

$$\mathcal{N} = 2\frac{N\,d\,\mathrm{d}s}{2}\int_0^R\left(1-\frac{h}{R}\right)\mathrm{d}h = \frac{R\,N\,d\,\mathrm{d}s}{2}.$$

Si l'on suppose la répartition des particules uniforme, leur densité sera

$$\delta = \frac{R\,N\,d}{2}.$$

Le parcours moyen des particules de $Z = 1$ a été évalué à 300 microns dans l'émulsion (moyenne sur une quinzaine d'étoiles). Comme le verre a un pouvoir d'arrêt voisin de 1 800, c'est-à-dire très proche de celui de l'émulsion, on peut admettre en première approximation que le parcours moyen est également de 300 microns (R=300 microns) dans le verre.

Les éléments du verre sont relativement légers : Si, Na, Ca, O, H. Par suite, pour calculer le nombre d d'étoiles par unité de volume, il n'a été tenu compte que des étoiles qui, dans l'émulsion, semblaient provenir d'éléments légers. Des étoiles dont le bilan donnait des masses pour le noyau primitif, proches de celles de Br, Ag, ont été rejetées.

Il n'a pas été tenu compte non plus, des étoiles ayant l'allure de la tripartition du Bore.

$$n_0^1 + B_5^{10} \rightarrow 2\,He_2^4 + H_1^3.$$

Neuf étoiles ont été trouvées dans 0,10 cm^3 d'émulsion.

En tenant compte de la composition de l'émulsion cela donne 3.10^{-21} étoile par noyau.

Le poids atomique moyen du verre étant $\simeq 20$, et sa densité 2,5, on trouve le nombre d'étoiles par centimètre cube de verre :

$$d = \frac{3.10^{-21} \times 2,5 \times 6,06.10^{23}}{20} \simeq 2,2.10^2.$$

Sur les neuf étoiles, on a trouvé 12 particules de $Z = 1$, soit $N \simeq 1,35$.

Ces nombres nous donnent comme densité $\delta \simeq 5$.

Cette densité doit d'ailleurs être une limite supérieure, car les particules arrivant sur la plaque avec une incidence presque normale seraient peu visibles. Si l'on se fixe une limite supérieure de l'incidence pour une bonne visibilité, 45° environ, il faut à ce moment, retrancher les particules se trouvant comprises dans le cône de demi-angle au sommet $\gamma = 45°$. Un calcul identique au précédent montre que cela revient à retrancher 0,3 RNd à la densité. Celle-ci devient donc $\delta \simeq 2$.

En définitive, cette densité de traces qui auraient pour origine les étoiles cosmiques du verre, est bien inférieure à celle que l'on trouve en réalité,

$$\frac{250}{19} \simeq 13.$$

2e *hypothèse. Choc de neutrons d'origine cosmique, sur les éléments hydrogénés.* — Une autre hypothèse [3], protons provenant du choc élastique de neutrons sur les noyaux d'hydrogène des matériaux (bois, papier) entourant les plaques, expliquerait peut-être la répartition angulaire observée, qui montre une prédominance des particules ayant des trajectoires très peu inclinées sur la surface de la plaque. Cette hypothèse serait en accord avec le grand nombre de protons rencontrés ($\simeq$ 75 %), mais d'autres hypothèses, également plausibles, sont à retenir; elles sont actuellement étudiées par les groupes de chercheurs que dirige M. Morand.

b. Identification des particules. — Les courbes $N = f(R)$ ont été tracées chaque fois qu'une trajectoire assez importante se terminait dans la gélatine.

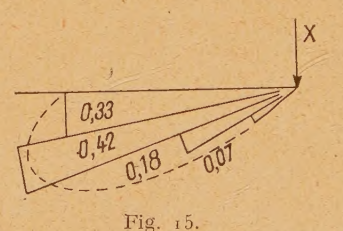


Fig. 15.

La représentation $\log N = f(\log R)$ a montré que rarement l'exposant de R atteignait 0,84, valeur trouvée pour les protons expérimentaux; la valeur la plus basse enregistrée pour cet exposant est 0,77. La courbe I correspond à un proton, ($p = 0,77$) (*fig.* 16).

La courbe II correspond à un deuton

$$\log N = 0,84 \log R + 0,496$$

(au lieu de 0,84 log R + 0,504 ± 0,022). Ce deuton n'aurait donc subi aucun fading.

La courbe IV correspond à une particule dont la trajectoire de 400 microns est caractérisée par la variation rapide de la densité, ce qui s'accorderait

avec une masse plus faible que celle du proton. Cette hypothèse est d'ailleurs confirmée par le fait que la trajectoire présente un scattering assez prononcé.

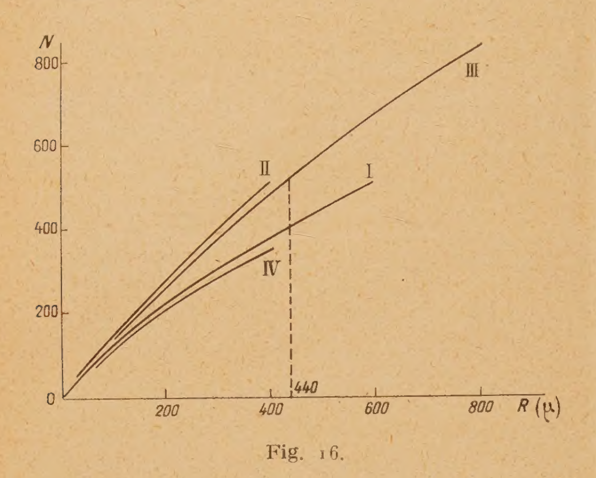


Fig. 16.

3. **Traces à changement apparent d'ionisation.** — Quelques particules dont les traces présentaient un changement apparent d'ionisation en cours de route, ont été rencontrées dans les plaques. Ces particules ont sensiblement le même aspect que les autres de $Z = 1$. Mais lorsqu'on suit la trajectoire dans le sens des densités croissantes, il y a une brusque variation dans l'ionisation (courbe III); la densité prend une valeur sensiblement plus faible, pour ensuite croître à nouveau régulièrement.

Toutefois, on ne note, en ce point particulier, aucun changement de direction bien marqué, ni centre très ionisant pouvant faire penser à la présence d'une étoile cosmique.

Deux d'entre elles seulement se terminent dans l'émulsion, et ont une longueur suffisante pour donner lieu à des mesures.

Le changement d'ionisation se traduit sur les courbes $N = f(R)$ par un point anguleux nettement visible. La partie de la trajectoire comprise entre ce point et la fin a une longueur de 440 microns, et est compatible avec la trajectoire d'un proton.

La représentation $\log N = f(\log R)$ donne en effet, une droite d'équation

$$\log N = 0{,}47 + 0{,}84 \log R,$$

au lieu de

$$\log N = 0{,}456 \pm 0{,}022 + 0{,}84 \log R.$$

Au point de changement d'ionisation, les densités déterminées graphiquement, sont 0,91 et 1,19 de part et d'autre. Sur l'une des trajectoires, la densité est 0,932, 330 microns plus loin (en s'éloignant de la fin de la trajectoire). En supposant comme charge de la particule primaire $Z = 1$ (la charge $Z = 2$ est incompatible avec l'allure de la trajectoire), il a été possible de déterminer l'ordre de grandeur de la masse et le parcours résiduel de cette particule.

Il semble assez logique, étant donné le même affaiblissement des deux traces, de prendre pour valeur de l'exposant p la même valeur que celle correspondant à la particule secondaire. En posant

$$d_1 = 1{,}19 \text{ correspondant à } R_1,$$
$$d_2 = 0{,}832 \quad » \quad R_2 = R_1 + 330,$$

il vient

$$\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{p-1} = \frac{d_1}{d_2},$$

ce qui donne $R_1 \simeq 90$ microns $\left(\text{Erreur } \frac{\Delta R}{R} < 0{,}38\right)$, d'où $\Delta R < 36$ microns.

Le parcours d'un proton ayant une densité de 1,19 (même exposant m) est 85 microns.

La particule primaire semble donc très proche du proton. L'expérience montre, en effet, que les deux courbes correspondant respectivement à la particule primaire et à la particule secondaire sont superposables, en ayant soin de faire coincider le commencement de la seconde, avec le point situé à 90 microns de la fin de la première.

La particule primaire aurait, au point de changement d'ionisation, une énergie $\simeq 3{,}2$ MeV, alors que le proton secondaire correspondrait à une énergie de 8,7 MeV, soit un changement $\simeq 5$ MeV.

Ces phénomènes de changement apparent d'ionisation paraissent plus vraisemblablement mettre en évidence les zônes, de sensibilités différentes, qui existent incontestablement dans les émulsions nucléaires actuelles.

Ces recherches ont été effectuées pendant l'année 1947-1948 au laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, sous la direction de M. le Professeur Morand. Nous tenons à le remercier pour les conseils qu'il nous a prodigués, tout au long de ce travail. Nous remercions de même, M. le Dr Pierre Cüer, de nous avoir constamment guidé dans l'interprétation des résultats, et d'avoir développé les plaques nécessaires à cette étude. Nos remercîments vont aussi à M. Guerrier, pour les améliorations techniques qu'il a apportées à l'observation des plaques, ainsi qu'à nos collègues du laboratoire pour l'atmosphère de cordialité qu'ils ont su y faire régner.

Manuscrit reçu le 21 août 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] P. Cüer. *Thèse* (Paris).
[2] P. Cüer, *Sc. et Ind. Photographiques*, 1947, n°s **11** et **12**, p. 18.
[3] Morand, Cüer, Edmont, Moucharafyer. *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, p. 1008).

Le Gérant : Maurice Blondin. 131474 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1949.